



Universidad
Carlos III de Madrid

Departamento de Tecnología Electrónica

TRABAJO FIN DE GRADO

ESTUDIO DE TÉCNICAS DE MODULACIÓN PARA
IMPLEMENTACIÓN EFICIENTE DE FUENTES ÓPTICAS
MULTIMODO OPTICAL FREQUENCY COMB GENERATORS
(OFCG's)

Autor: Borja Jerez González

Director: Ángel Rubén Criado Serrano

Tutora: Cristina de Dios Fernández

Junio 2013

TRABAJO FIN DE GRADO

**ESTUDIO DE TÉCNICAS DE MODULACIÓN PARA IMPLEMENTACIÓN EFICIENTE DE
FUENTES ÓPTICAS MULTIMODO OPTICAL FREQUENCY COMB GENERATORS (OFCG's)**

Autor: Borja Jerez González

Director: Ángel Rubén Criado Serrano

Tutora: Cristina de Dios Fernández

EL TRIBUNAL CALIFICADOR

Presidente:

Secretario:

Vocal:

Una vez realizada la defensa y lectura del Trabajo Fin de Grado el día 10 de Julio de 2013 en la Escuela Politécnica Superior de la Universidad Carlos III de Madrid, en Leganés, acuerda conceder la calificación de:

VOCAL

SECRETARIO

PRESIDENTE

Agradecimientos

Fin de ciclo. Cuatro años especialmente difíciles tocan a su fin, y hay mucha gente a la que debo agradecer haber llegado hasta aquí. Sin ellos, habría sido imposible.

En primer lugar, quiero dar las gracias a Cristina de Dios y a Rubén Criado. Gracias por darme la oportunidad de aprender con este Trabajo Fin de Grado. Gracias por enseñarme tanto, ya sea en clase o en el laboratorio. Para mí, ha sido y es un verdadero privilegio.

Echo la vista atrás y recuerdo a toda esa gente que ha estado ahí estos años, algunos desde el colegio, como José Antonio (el Tito Josan) y otros que han ido apareciendo años más tarde, como Adrián (Foino) o Andy. También me acuerdo de mi gente del gym (Pablo), y no me olvido de Cris y Sheila, mi abogada y odontóloga favoritas.

A la gente que he conocido estos años en la universidad. A todos los que me habéis aportado algo, y en especial a mi querida Sofía (la Pelos) y a mi querido Álvaro. Al último, subrayarle como una de las personas más valiosas e íntegras que he conocido en mi vida, un ejemplo a seguir, un amigo ante todo.

Y como no, a mi gente de Móstoles, donde brillan con luz propia Alberto, Carlos, Jesús y Rafa. Los más cabrones en las buenas, y los verdaderos y fieles en las malas. Es un orgullo seguir viviendo locuras, risas, y momentos de todo tipo, los buenos y los no tan buenos, a vuestro lado. Y aunque alguno me decís que os dedique un párrafo entero de agradecimientos, sabéis que si no fuera por el espacio lo añadiría, porque cierto es que lo merecéis.

Por último, quería agradecer el apoyo a mi familia. A mis tíos/as y primos/as repartidos por toda España y que siempre me han animado a seguir. Y en especial, a mis abuelos y a mi padre, apoyándome en todo momento y dándome todo lo que podían. Y a mi madre, que espero que allá donde esté, se sienta feliz por lo que estoy haciendo.

‘Falling down is permitted, getting back up again is mandatory’

Resumen

La implementación de generadores de peines de frecuencias ópticas (OFCG's) se ha convertido desde principios del S.XXI en uno de los pilares del avance tecnológico en multitud de campos, desde las telecomunicaciones hasta la química, debido a sus más que notables aplicaciones para metrología, espectroscopía, identificación de materiales, seguridad, etc...

No obstante, la ciencia avanza continuamente, por lo que cada día es más urgente la necesidad de implementar sistemas optimizados, y ya no sólo desde un punto de vista técnico, sino también desde un enfoque económico, de eficiencia energética y de tamaño. Crear sistemas donde haya el menor número de dispositivos, que consuman la mínima energía posible, y que sean capaces de mejorar las prestaciones actuales es la base de cualquier proceso de optimización, y es en esto en lo que se va a centrar este Trabajo Fin de Grado.

En este TFG se estudiarán las principales técnicas de implementación de OFCG's (modulación de fase y amplitud y *Gain Switching*) y se llevará a cabo un análisis para su optimización a través del uso de formatos de modulación especiales. Al mismo tiempo, las prestaciones alcanzadas con estos formatos serán comparadas con el caso habitual de modulación sinusoidal.

De este modo, los sistemas propuestos harán uso de, como mucho, un único modulador, según el caso, o ninguno en el caso de *Gain Switching* –hay que tener en cuenta el coste elevado de estos moduladores-, junto con modulación a través de señales con una gran cantidad de armónicos. Hacer uso de este tipo de señales con el fin de implementar OFCG's con un gran número de modos y mayor ancho de banda ha supuesto una notable mejoría, concretamente en torno a un 100%-200% en caso de emplear señales cuadradas o pulsadas, y de hasta un 800% en caso de llevar a cabo la saturación de una señal sinusoidal.

En resumen, es posible optimizar un OFCG únicamente con la elección adecuada de componentes y técnicas, sin necesidad de llevar a cabo inversiones innecesarias ni consumir más energía de la requerida.

Abstract

The implementation of Optical Frequency Comb Generators (OFCG's) has become from early 21st century in one of the pillars of technological progress in a wide variety of fields, from telecommunications to chemistry, due to its more than remarkable applications for metrology, spectroscopy, ID, security, etc...

However, science moves forward constantly, so the implementation of optimized systems becomes in a matter of major concern not only from a technical approach but in terms of size and energy consumption too. Building systems formed by the minimum number of devices, and capable of enhancing the current performance is the base of any optimization process, and this Bachelor Thesis is focused on this process.

In this BT the main techniques to implement OFCG's will be studied (phase and amplitude modulation, and *Gain Switching*), while an analysis for its optimization by special modulation formats will be carried out as well. At the same time, the performance achieved with this type of formats are going to be compared with the normal case, this is, modulation with continuous wave (CW).

Thus, the proposed systems will make use of, at most, only one modulator, depending on the case, or none of them in case of *Gain Switching* (it must be borne in mind the high cost of these modulators), with modulation through signals composed by a high quantity of harmonics. Employing this kind of signals in order to implement OFCG's with a large number of modes and broader bandwidth has meant a significant improvement, specifically about 100%-200% in case of using square or pulsed waves, and up to 800% in the event of carrying out the saturation of a CW.

To conclude, it has been proved how it's possible to optimize an OFCG just with the right choice of components and techniques, without the need of undertaking unnecessary investments or consuming more energy than required.

Tabla de contenidos

1. INTRODUCCIÓN	13
1.1. LA LUZ. NATURALEZA Y PROPIEDADES	14
1.2. EL OPTICAL FREQUENCY COMB GENERATOR	17
1.3. APLICACIONES DEL OPTICAL FREQUENCY COMB.....	20
1.4. MOTIVACIÓN	21
1.5. OBJETIVOS	22
 2. EL OPTICAL FREQUENCY COMB GENERATOR	 23
2.1. EL LÁSER DE SEMICONDUCTOR COMO BASE DEL OFCG	24
2.2. PRINCIPIO DE OPERACIÓN.....	31
2.3. TÉCNICAS DE IMPLEMENTACIÓN DIRECTA DE UN OFCG.....	33
2.4. TÉCNICAS DE EXPANSIÓN DEL ESPECTRO ÓPTICO.....	36
 3. ESTUDIO PARA LA OPTIMIZACIÓN DE TÉCNICAS DE EXPANSIÓN PARA UN OPTICAL FREQUENCY COMB GENERATOR.....	 38
3.1. INTRODUCCIÓN. TÉCNICAS QUE SE VAN A EMPLEAR	39
3.2. MODULACIÓN ELECTROÓPTICA	39
3.2.1. <i>Principios teóricos.....</i>	<i>39</i>
3.2.2. <i>Modulación electroóptica de fase como técnica de expansión de un OFCG.....</i>	<i>40</i>
3.2.3. <i>Modulación electroóptica de amplitud como técnica de expansión de un OFCG.....</i>	<i>46</i>
3.2.4. <i>Resumen y conclusiones.....</i>	<i>51</i>
3.3. GAIN SWITCHING	52
 4. IMPLEMENTACIÓN Y RESULTADOS EXPERIMENTALES	 57
4.1. INTRODUCCIÓN	58
4.2. ESTUDIO INDEPENDIENTE DE LAS TÉCNICAS DE IMPLEMENTACIÓN DE UN OFCG	59
4.2.1. <i>Metodología experimental</i>	<i>59</i>
4.2.2. <i>Modulación electroóptica de fase.....</i>	<i>66</i>
4.2.2.1. <i>Montaje experimental.....</i>	<i>66</i>
4.2.2.2. <i>Simulaciones, resultados experimentales y primeros análisis</i>	<i>68</i>
4.2.2.3. <i>Discusión y comparación.....</i>	<i>72</i>
4.2.3. <i>Modulación electroóptica de amplitud.....</i>	<i>74</i>
4.2.3.1. <i>Montaje experimental.....</i>	<i>74</i>
4.2.3.2. <i>Simulaciones, resultados experimentales y primeros análisis</i>	<i>75</i>
4.2.3.3. <i>Discusión y comparación.....</i>	<i>80</i>
4.2.4. <i>Gain Switching</i>	<i>82</i>
4.2.4.1. <i>Montaje experimental.....</i>	<i>82</i>
4.2.4.2. <i>Resultados experimentales y primeros análisis.....</i>	<i>83</i>
4.2.4.3. <i>Discusión y comparación.....</i>	<i>87</i>
4.3. COMPARATIVA Y DISCUSIÓN FINAL	89

5. CONCLUSIONES. TRABAJO FUTURO	92
5.1. CONCLUSIONES.....	93
5.2. TRABAJO FUTURO	94
 ANEXO I – PUBLICACIONES RELACIONADAS.....	96
ANEXO II - PLANIFICACIÓN Y PRESUPUESTO DEL PROYECTO.....	101
ANEXO III - FUNCIONES DE BESSEL DE ORDEN ENTERO	104
 REFERENCIAS	107

1. INTRODUCCIÓN

1.1. La luz. Naturaleza y propiedades

La definición más tradicional para la luz entiende a la misma como a la parte de la radiación electromagnética que puede percibirse por el órgano de visión humano: el ojo. No obstante, si trasladamos este concepto a términos físicos, se suele hacer referencia no sólo a la luz visible, sino también a la radiación infrarroja y ultravioleta, ampliando este concepto a las zonas adyacentes (y de características similares a la luz visible) dentro del espectro electromagnético¹.

A lo largo de la historia, para explicar la naturaleza de la luz, han sido enunciadas multitud de teorías². La primera de ellas, formulada por Isaac Newton en el S. XVII, afirmaba que un rayo de luz consistía en un flujo de partículas a alta velocidad llamadas corpúsculos. Newton explicó que estos corpúsculos poseían distintos colores, capaces de combinarse entre ellos, así como distintas propiedades refractivas cuando atravesaban diversos materiales. De este modo, Newton pudo explicar el color de la luz, amén de otros efectos frecuentes en la vida cotidiana.

Años más tarde, fue Huygens el que formuló una teoría distinta. Postuló que la luz era en realidad una onda transmitida a través de un medio llamado éter, el cual cubría todo el universo. Este fundamento quedó sustentado definitivamente cuando Young (S. XVIII) realizó experimentos donde fue capaz de medir la longitud de la onda de la luz y demostrar que cada color tiene una distinta, así como que la oscilación de la luz es perpendicular a su dirección de propagación. Incluso años más tarde, en el S.XIX, Maxwell pudo dar explicación a todo lo observado en relación a la luz, unificando la teoría electromagnética, dando pie a entender de manera casi definitiva la luz como una onda a pesar de existir algunas leves discrepancias.

Una de estas discrepancias, la radiación del cuerpo negro, llevo a Planck a comienzos del S.XX a llevar a cabo experimentos donde llegó a la conclusión de que la energía electromagnética se daba en pequeños trozos de forma discreta, llamados cuantos, que guardaban relación con la frecuencia de la radiación a través de la siguiente expresión:

$$E = h \cdot \nu \quad 1)$$

Donde E es la energía del cuanto en Julios, h la constante de Planck ($6,62 \times 10^{-34}$ Js) y ν la frecuencia de la radiación en Herzios.

Una vez Planck demostró el comportamiento de la luz como partícula, surgieron un gran número de preguntas acerca de la verdadera naturaleza de la luz, muchas de ellas aún sin ser solucionadas a día de hoy. Einstein, por su parte, consiguió dar respuesta al efecto fotoeléctrico usando los principios de Planck, y poco después postuló su teoría

de la relatividad especial, en la que el segundo postulado afirma que la velocidad de la luz es isótropa, es decir, independiente del movimiento de la fuente de la luz, y dentro de la cual se encuadra la ecuación que relaciona la masa y la energía de las partículas³:

$$E = m \cdot c^2 \quad 2)$$

La última teoría de significativa importancia acerca de la luz fue enunciada por De Broglie poco después. En ella postulaba la dualidad onda-corpúsculo del cuanto de luz. De este modo, De Broglie afirmó que el cuanto poseía la naturaleza de una onda, así como el comportamiento de una partícula que porta energía pero que carece de masa, y que viaja a la velocidad propia de la luz. A este nuevo cuanto con doble carácter onda-partícula es al que bautizó como fotón.

De este modo, el carácter ondulatorio de la luz permite entender a la misma como una onda electromagnética transversal de frecuencia muy alta que consiste en un campo eléctrico y un campo magnético perpendiculares entre sí y a su vez a la dirección de propagación, como se ilustra en la Figura 1.

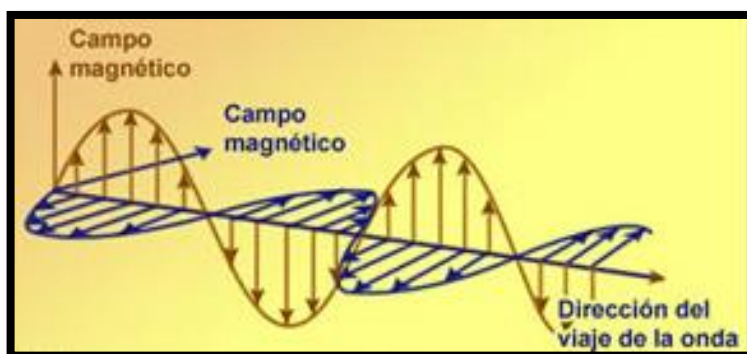


Figura 1. Onda electromagnética transversal. El campo magnético, el campo eléctrico y la dirección de propagación son perpendiculares entre sí. Adaptado de museovirtual.csic.es

Así, la luz, como onda electromagnética que es, tendrá un período y una longitud de onda asociados a su frecuencia mediante las siguientes expresiones:

$$T = \frac{1}{\nu} \quad \lambda = \frac{c}{\nu} \quad 3), 4)$$

Donde c es la velocidad de la luz, que corresponde a aproximadamente 3×10^8 m/s en el vacío.

Una vez introducido el carácter dual de la luz, podemos entender correctamente el espectro electromagnético. La luz únicamente se corresponde con una fracción del espectro, siendo la zona de interés de estudio de la óptica la que abarca la zona visible

(cuya longitud de onda va de los 400 a los 700 nm) así como el infrarrojo cercano (hasta los 1550 nm). En la Figura 2 se puede apreciar un esquemático que detalla lo anterior.

Con todo lo que hemos hablado hasta ahora, hemos entendido la luz como radiación electromagnética en el rango óptico que puede comportarse como una partícula y como una onda. Y es según éste último carácter como se entenderá a la luz de forma generalizada a lo largo de este trabajo. Una fuente óptica monocromática aparece en el espectro como una única frecuencia; no obstante, aplicando diversos métodos sobre una fuente óptica es posible generar un cierto número de frecuencias, dando lugar a lo que conocemos como fuente multimodo. Este hecho, de gran interés por sus aplicaciones, será explicado a continuación.

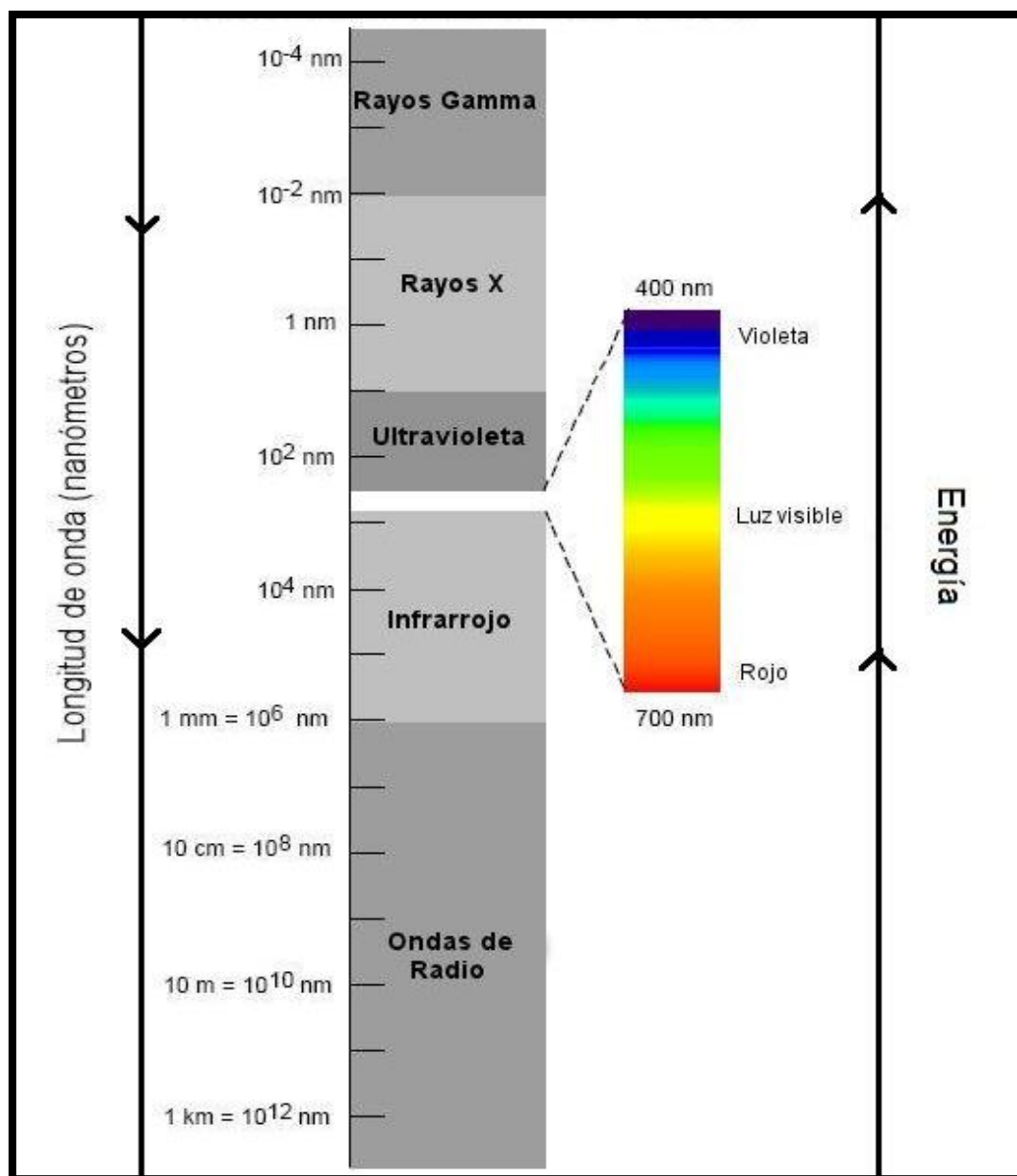


Figura 2. Espectro electromagnético. Se aprecia la zona de luz visible comprendida entre los 400 y 700 nm. Adaptado de comunitir.blogspot.com.es

1.2. El Optical Frequency Comb Generator

Un peine de frecuencias ópticas (referido a partir de ahora como OFC, abreviatura de *Optical Frequency Comb*) es el resultado en frecuencia de una fuente óptica (habitualmente un láser) cuyo espectro electromagnético consiste en una serie de modos discretos y equiespaciados⁴. En la Figura 3 se puede ver de forma simplificada el espectro de un OFC.



Figura 3. Optical Frequency Comb. Cada modo del peine corresponde a un color distinto, ordenados según la frecuencia de la onda en el espectro. Adaptado de nist.gov

Los OFC's pueden ser generados a través de diversos mecanismos, tales como la modulación externa de un láser de onda continua o a través de la generación de un tren de pulsos ultrarrápidos mediante un láser operando en modos de operación pulsados. Al sistema completo capaz de generar estos OFC's es a lo que conocemos como generador de peines de frecuencias ópticas, u *Optical Comb Frequency Generator*, referidos de ahora en adelante como OFCG.

Al mecanismo consistente en la generación de trenes de pulsos ultrarrápidos ha sido al que más trabajo y esfuerzo se le ha dedicado desde finales del S.XX. Destaca en este campo la labor investigadora de Theodor W. Hänsch y la creación del Instituto Max Planck de Óptica Cuántica en 1998. El culmen al trabajo realizado llegó en 2005 con el galardón del Premio Nobel de física. La mitad del premio fue compartido entre el propio Hänsch junto con John L. Hall por el desarrollo de la precisión en la espectroscopía basada en láseres a través de OFC's, mientras que la otra mitad fue otorgada a Roy J. Glauber por su trabajo en la descripción teórica del comportamiento de las partículas de luz⁵.

Como se ha dicho anteriormente, es posible hacer trabajar a un láser en regímenes de operación pulsados capaces de producir una serie de pulsos ópticos ultrarrápidos, los cuales están separados un cierto lapso de tiempo que vendrá dado por parámetros relacionados con las características y el punto de funcionamiento del láser. En la Figura

4 podemos observar la apariencia de un pulso óptico en el tiempo, en el que la amplitud del mismo sigue una cierta distribución, habitualmente gaussiana, encerrando dentro de sí una señal sinusoidal que corresponde con la señal portadora óptica del láser, cuya frecuencia corresponde con la frecuencia natural de la radiación electromagnética emitida por el láser.

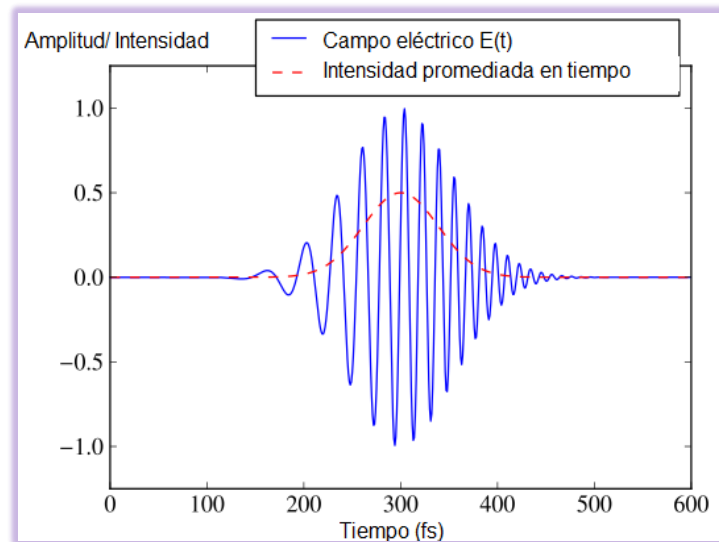


Figura 4. Apariencia de un pulso ultrarrápido en el dominio temporal. Se aprecia como el campo eléctrico es una onda sinusoidal alojada dentro de una envolvente con forma de distribución gaussiana. Por su parte, se ve cómo la intensidad óptica promediada en el tiempo únicamente tiene valores positivos, al ser obtenida a través del producto del campo eléctrico por su conjugado. Adaptado de es.wikipedia.org

Si aplicáramos la Transformada de Fourier sobre una serie de pulsos como el anterior, podríamos observar como resultado en el dominio de la frecuencia un conjunto de frecuencias equiespaciadas. Un OFC ideal queda representado en el dominio de la frecuencia por una serie de funciones delta de igual amplitud distribuidas en el espacio de acuerdo a la siguiente expresión:

$$f(n) = f_0 + nf_T \quad 5)$$

Donde n es un número entero, f_T es la frecuencia entre modos longitudinales del láser (que viene determinado en función de parámetros propios del láser) y f_0 la frecuencia de offset, un parámetro calculado de manera teórica a partir del cual podemos medir el valor absoluto de la cada una de las frecuencias del peine.

Este desarrollo teórico se puede observar gráficamente en la Figura 5.

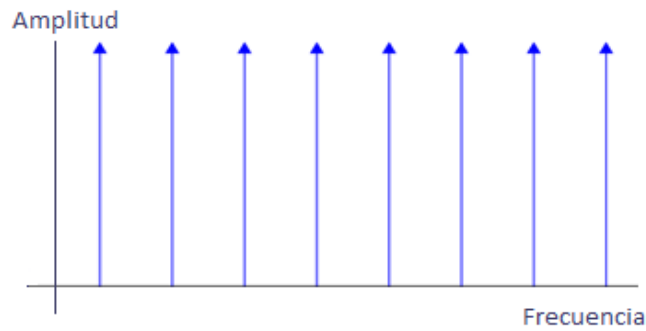


Figura 5. OFC ideal constituido por una secuencia de deltas de igual amplitud y equiespaciadas en frecuencia. Adaptado de de.wikipedia.org

No obstante, hay que decir que este espectro ideal no se corresponde con lo que sucede en la realidad. Debido a distintos fenómenos que serán tratados más adelante, la amplitud de los modos no es la misma, con lo que un OFC real tenderá, por lo común, a parecerse más a uno como el que se muestra en la Figura 6, donde el ancho de banda es finito.

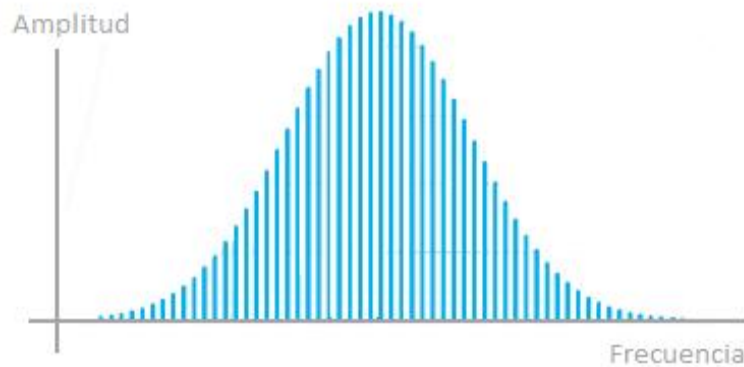


Figura 6. OFC real con su envolvente. Adaptado de Field Guide to Laser Pulse Generation

Como se puede observar, existe una señal envolvente responsable de esta diferencia de amplitud entre modos. El motivo de este fenómeno es la no idealidad de los pulsos en el dominio del tiempo, puesto que, como se aprecia en la Figura 4, todo pulso tiene un ancho, que es el responsable de la forma envolvente final del OFC. Una explicación más detallada de este fenómeno, así como el principio de operación y las técnicas de generación y expansión se expondrán más detalladamente en apartados posteriores.

1.3. Aplicaciones del Optical Frequency Comb

La posibilidad de contar con un sistema que genere un cierto número de modos equiespaciados en frecuencia tiene numerosas aplicaciones. A continuación se van a citar algunas de las que más relevancia tienen en la actualidad:

➤ Metrología:

- Mejoras en el LiDAR (*Light Detection and Ranging*). Este dispositivo puede detectar desplazamientos Doppler infinitesimales en el espectro. Así, es posible medir movimientos de planetas que orbitan alrededor de estrellas así como sus órbitas con una resolución de hasta 10 cm/s. Hay que destacar también la presencia de los LiDAR en aplicaciones de topología y detección de velocidades^{6,7}.
- Relojes atómicos ópticos. Hasta ahora son los relojes con más precisión que existen (poseen una exactitud de un segundo en unas docenas de billones), y su papel es capital en aplicaciones de transmisión, navegación, radioastronomía o interferometría, entre otras. El OFC es de vital importancia a la hora del conteo de las vibraciones del campo eléctrico de un rayo de luz emitido por un láser, que serán establecidas como unidades elementales de tiempo⁸.

➤ Espectroscopía:

- Como técnica para la calibración de espectrómetros se han comenzado a usar los OFC's, un avance de suma importancia en el uso de espectrógrafos. Destacan las aplicaciones para la búsqueda de planetas y el análisis de las propiedades de estrellas y galaxias⁹ a partir de la radiación electromagnética. Se estima que con el uso de los peines la incertidumbre en la calibración se puede reducir hasta en tres órdenes de magnitud.
- Las mejoras en los espectrógrafos también tienen aplicaciones en otros campos, como por ejemplo, el análisis atómico y molecular para la identificación de componentes químicos basado en la interacción con la luz. Un OFCG puede actuar como fuente de luz y como regla para la medida de una gran variedad de colores tras la interacción, combinando además las ventajas de un amplio ancho de banda, alta sensibilidad, precisión y velocidad^{10,11}.

➤ Generación de Terahercios:

- El OFC puede ser usado en arquitecturas para la generación de diferencias de frecuencias (*Difference Frequency Generation*), ya que seleccionando dos modos del OFC es posible obtener frecuencias del orden de los THz o sub-THz. Recientemente, se está trabajando sobre esta banda de frecuencias y descubriendo numerosas aplicaciones en campos como el reconocimiento de objetos ocultos o la identificación de materiales según su composición química¹².

1.4. Motivación

Como ya se ha podido comprobar, la utilización de *Optical Frequency Combs* tiene una importancia fundamental en aplicaciones muy actuales y punteras desde un punto de vista tecnológico. Sin embargo, es fácil pensar que a los OFC's les queda aún mucho camino por recorrer: de hecho, su potencial futuro es una de las razones por las cuales se está dedicando mucho tiempo a su investigación.

Es por este motivo por el que hablar de OFC's optimizados es hablar de aplicaciones optimizadas. La motivación de este Trabajo Fin de Grado no es otra que llevar a cabo esta labor sobre OFC's a través de distintas técnicas para su expansión aplicando diversos métodos, como se explicará en capítulos posteriores.

Un OFC con un rango o *span* amplio, que incluya gran cantidad de modos, permite, por ejemplo, ampliar los límites de las aplicaciones que han sido mencionadas en el apartado anterior. Por ejemplo, un *span* optimizado de esta manera, permitiría una aún mejor resolución en aplicaciones de metrología, así como una mejora en la calibración de instrumentos empleados para la espectroscopía. Hablando sobre la generación de THz, la expansión del rango del OFC supondría un incremento de posibilidades a la hora de elegir una determinada frecuencia, que además podría tener un valor más alto.

Adicionalmente, es importante tener en cuenta que un OFCG optimizado implica la mejoría en coste, tamaño y eficiencia energética. Junto a la propia ampliación del *span* mencionada previamente, e incluso la obtención de OFC's planos en el espectro, estos factores no han de ser olvidados con el fin de implementar un sistema de la forma más consistente y adecuada posible.

1.5. Objetivos

Una vez que se ha introducido el OFCG como tal, y se ha hablado de las aplicaciones más importantes así como de la motivación de optimizar estos sistemas, a continuación se procederá a introducir en una serie de puntos cuáles son los objetivos de este Trabajo Fin de Grado:

- ✓ El objetivo principal de este TFG consistirá en la optimización de las técnicas habitualmente empleadas para generar OFC's. El fundamento de esto es la obtención de mejores prestaciones en términos de *span* (que es equivalente en ancho de banda en frecuencia), compacticidad, coste y eficiencia energética.
- ✓ Conceptos teóricos. En primer lugar, se va a desgranar más a fondo los principios teóricos del OFCG. Es esencial conocer su punto de partida: el láser, así como su principio de operación, además de poner en contexto cuáles son las principales técnicas de implementación empleadas en la actualidad y las técnicas de expansión del *span*.
- ✓ Análisis y propuesta. Para la labor de optimización, se profundizará en el análisis de dos de los métodos de expansión de OFC's más empleados en el estado del arte, como son la modulación electroóptica de fase y amplitud, apoyándonos en simulaciones. Además, se estudiará uno de los modos de operación del láser (*Gain Switching*) también empleado en la actualidad como técnica de implementación de OFCG's. La propuesta inicial de optimización estará basada en el uso de señales de modulación distintas a las usadas habitualmente (onda sinusoidal).
- ✓ Resultados experimentales. El siguiente paso consistirá en la aplicación práctica de los conceptos teóricos descritos en el apartado anterior. Así, una vez descrito el montaje empleado, se llevarán a cabo los experimentos reales, plasmando y discutiendo los resultados obtenidos. Para ello, será necesario el aprendizaje de instrumental de laboratorio para analizar de manera adecuada los resultados (Analizador de espectros ópticos, fuentes de corriente, etc...).
- ✓ Validación y discusión final. Por último, se propondrá un diseño final para la expansión del *span* óptico del OFC, haciendo uso de las técnicas y experimentos llevados a cabo con anterioridad. El objetivo final es implementar un OFCG optimizado de la forma más eficiente posible. Del mismo modo, se incluirán propuestas de trabajo futuro que permitan continuar con la optimización del sistema.

2. EL OPTICAL FREQUENCY COMB GENERATOR

2.1. El láser de semiconductor como base del OFCG

Antes de comenzar a desglosar el OFCG como tal, es necesario aportar información acerca de su semilla, la base de su funcionamiento. Y ello no es otra cosa que el láser.

Láser es un acrónimo del término inglés *Light Amplification by Stimulated Emission Radiation*, término que describe el principio de operación de esta tecnología: la emisión estimulada¹³. La motivación de esta emisión se produce por el descenso de un electrón desde un nivel de mayor energía hacia uno de menor energía. No obstante, este proceso no es aleatorio, puesto que es iniciado por radiación externa o por un fotón que interactúa con un átomo. Lo importante de este proceso es que la radiación liberada es coherente con la radiación que dispara el proceso, tanto en frecuencia como en fase, polarización y dirección, dando así lugar a un proceso de amplificación de la luz, puesto que tras la entrada de un fotón salen dos, con la coherencia mencionada.

Es importante distinguir entre emisión estimulada (propia de los láser) y emisión espontánea, que es característica de los LED's. La motivación de este último proceso es la misma que en la emisión estimulada (descenso de un electrón a un nivel de menor energía y generación de un fotón como resultado) con la diferencia de que no es disparado por radiación externa, sino que se produce arbitrariamente, y por lo tanto, no de forma coherente. En la Figura 7 se ilustran ambos procesos.

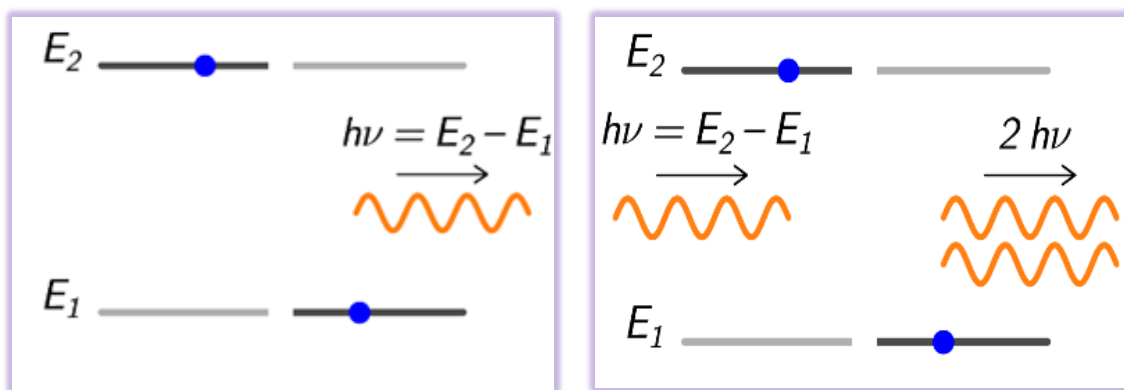


Figura 7. A la izquierda, emisión espontánea. La caída de un electrón a un nivel inferior de energía genera un fotón de manera arbitraria. A la derecha, emisión estimulada. Un fotón provoca que un electrón caiga a un nivel con menor energía, generando a su vez otro fotón, coherente en fase, frecuencia, polarización y dirección con el primero. Adaptado de la-mecanica-cuantica.blogspot.com.es

Generalmente, podemos entender un láser como un oscilador óptico¹⁴: la base de un oscilador es un amplificador realimentado que produce una señal de salida que es una réplica amplificada de la señal de entrada, siendo necesaria siempre una fuente de

alimentación para proporcionar la energía necesaria al proceso. De este modo, podemos afirmar que el proceso de amplificación en un láser es llevado a cabo por la emisión estimulada que se ha explicado anteriormente; por su parte, la realimentación es conseguida con un resonador óptico, que generalmente consiste en un sistema de espejos que enclaustra el medio del láser, donde se produce la emisión estimulada. Así, habitualmente, el medio de ganancia queda situado entre dos espejos paralelos que reflejan los rayos luminosos que llegan a ellos, llevándolos de vuelta al medio de ganancia donde se amplifican a cada pasada. Finalmente, el espejo de salida, que es semitransparente permite el escape de alguno de los rayos.

Aparte de realimentar el sistema, el resonador óptico conformado por los dos espejos situados en los extremos da lugar a lo que se conoce como cavidad de resonancia o guía de ondas, donde únicamente ondas de determinadas longitudes de onda pueden oscilar. Este hecho es el que otorga al láser su característica principal: la monocromaticidad.

El láser que se va a emplear para este TFG es un diodo láser infrarrojo Eblana Photonics EP 1550-DM-HAA montado dentro de un encapsulado butterfly, que, concretamente, es un láser de semiconductor de emisión lateral. Cuando el mecanismo de realimentación se pone en marcha, la acción propia del láser ocurre en el instante en el que el aporte de electrones libres excede las pérdidas en la cavidad. El primero es proporcional a la corriente a través del láser, al mismo tiempo que lo es también a la potencia óptica emitida por el láser (en la Figura 8 se aprecian estos fenómenos para el láser utilizado.) Por lo tanto, será necesario sobrepasar una corriente umbral para que el efecto láser tenga efecto (emisión estimulada), ya que si se aplica una corriente por debajo del umbral, el dispositivo actúa como un LED (emisión espontánea).

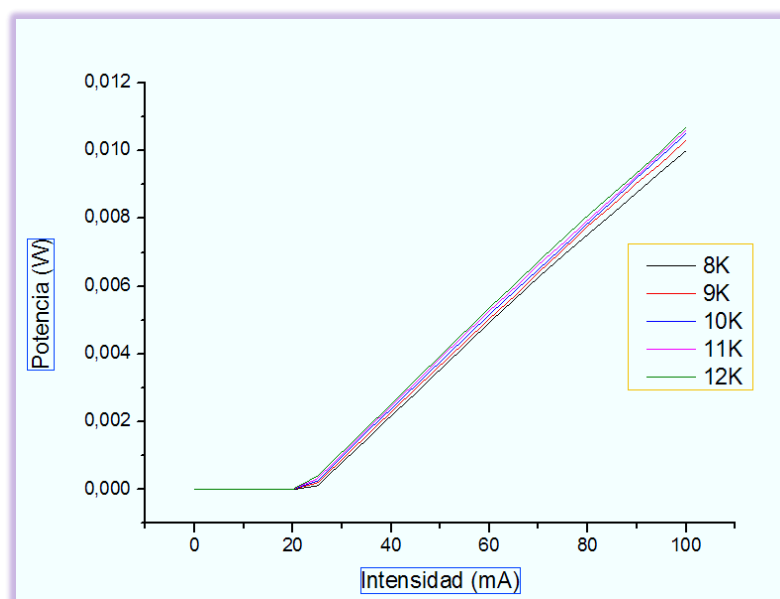


Figura 8. Curva PI característica del láser EP 1550-DM-HAA empleado. La acción propia del láser se produce cuando la corriente de polarización del láser supera los 24 mA (corriente umbral). Se observa también la influencia de la temperatura tanto en la pendiente de la curva como en la variación de la intensidad umbral del láser

Cabe mencionar la existencia del coeficiente de temperatura en el láser, como se aprecia en la Figura 8, cuyo principal impacto se aprecia en un incremento de la corriente umbral necesaria para hacer funcionar el dispositivo como un láser propiamente dicho. Además, este efecto se muestra como una leve modificación de la pendiente de la recta y de la longitud de onda de emisión. Hay que decir que en la curva anterior el término de temperatura viene expresado como resistencia (en KΩ), ya que el instrumento usado como sensor de temperatura es un termistor, cuya resistencia varía inversamente proporcional a la temperatura, como se puede ver cualitativamente en la Figura 9, y de acuerdo a la siguiente expresión:

$$R(T) = R_o \cdot e^{\beta(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_o})} \quad 6)$$

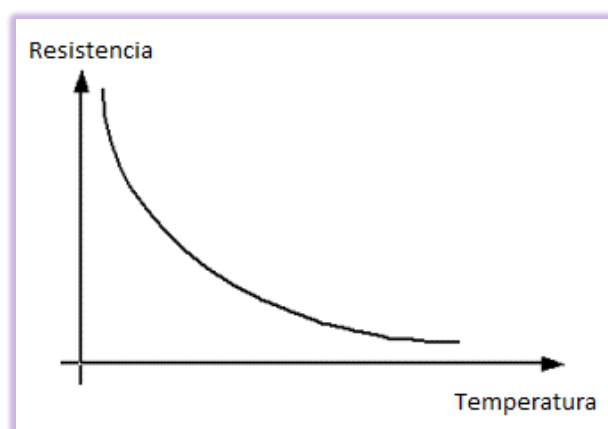


Figura 9. Representación cualitativa de la relación entre resistencia y temperatura del termistor incluido en el láser EP 1550-DM-HAA empleado

Aunque un láser sea quizás la forma más pura existente de luz, y en la teoría, una de sus características más importantes sea el carácter monocromático de su radiación, en realidad su radiación no es perfectamente monocromática. Un láser no emite luz a una frecuencia o longitud de onda única, sino que los láseres producen luz en un cierto rango de frecuencia que vendrá determinado por las características del láser.

El ancho de banda de un láser viene determinado en primer lugar por el medio con ganancia del láser, mientras que el rango de frecuencias en las que puede operar el láser es conocido como el ancho de banda de la ganancia y es variable en función del material usado para la construcción del láser.

En segundo lugar, hay que tener en cuenta la cavidad óptica (o de resonancia) del láser a la hora de determinar las frecuencias de emisión del láser. El caso más sencillo consiste en entender el láser (como hemos hecho hasta ahora) como dos espejos lisos enfrentados rodeando el medio con ganancia. Así, y dado su carácter ondulatorio, cuando la luz penetra en la cavidad interferirá consigo misma, produciéndose así la formación de ondas estacionarias o modos entre los espejos.

Estas ondas estacionarias dan lugar a un conjunto discreto de frecuencias o modos longitudinales de la cavidad, que conforman las únicas frecuencias de la luz que son capaces de autorregenerarse y oscilar en la cavidad resonante, mientras que el resto desaparecen debido a interferencias destructivas. Así, hay que subrayar que para este caso sencillo que estamos comentando, en resonancia, los únicos modos son aquellos para los cuales la distancia entre espejos L es un múltiplo de la mitad de la longitud de onda de la luz (Figura 10), de acuerdo a la siguiente expresión:

$$L = \frac{k\lambda}{2} \quad 7)$$

Donde k es un número entero.

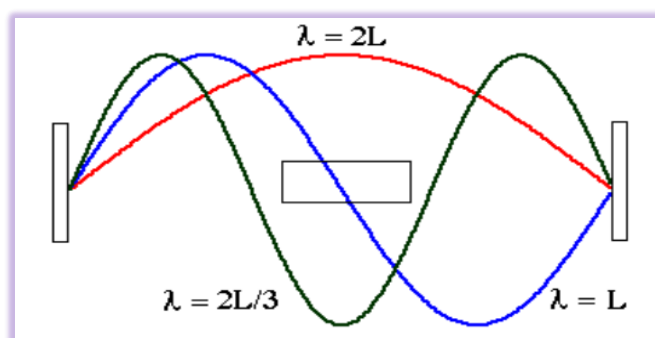


Figura 10. Modos de la cavidad de un láser que pueden oscilar en la cavidad. Adaptado de chirality.swarthmore.edu

Un ejemplo sencillo sería el de considerar un láser con una cavidad de longitud 0,3 mm, fabricado con AlGaAs (que da lugar a una onda estacionaria en resonancia con una longitud de onda de 800 nm), en el que sustituyendo en la expresión anterior obtendríamos que todos los modos que sigan un patrón de 750 veces la longitud de onda podrían oscilar en la cavidad en resonancia. No obstante, esto no ocurre exactamente así, como se explicará más adelante.

Por otra parte, podemos calcular la separación entre dos modos a partir de la siguiente expresión:

$$\Delta v = \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0^2} c \quad 8)$$

Donde λ_0 es la longitud de onda en el vacío de la luz emitida por el láser, y c la velocidad de la luz.

Esta expresión nos permite hallar la separación entre modos del láser, tanto en frecuencia como en longitud de onda, pero haciendo uso de 7) y la siguiente expresión,

$$v = \frac{c}{\lambda} \quad 9)$$

Llegamos a una nueva expresión en función de otros parámetros, como la longitud de la cavidad del láser, lo cual es de mucha utilidad:

$$v = \frac{kc}{2nL} \quad 10)$$

Donde n es el índice de refracción del medio. Aplicando esta ecuación en términos de incrementos eludimos el valor de k que nos da el patrón del múltiplo de la longitud de onda que siguen los modos, obteniendo la expresión final:

$$\Delta v = \frac{c}{2nL} \quad 11)$$

A priori, observando las ecuaciones anteriores podemos deducir que un láser puede tener infinitos modos múltiples de un cierto valor de longitud de onda y equiespaciados un cierto valor en frecuencia. No obstante, esto no ocurre así, ya que ahora es cuando entra en juego la importancia del ancho de banda de la ganancia que hemos mencionado previamente.

Es por esto por lo que aunque según la ecuación anterior una cavidad óptica pueda albergar en su interior infinitos modos, únicamente tendrán relevancia aquellos cuya frecuencia se encuentre dentro del ancho de banda de la ganancia del láser. De este modo, y siguiendo el ejemplo anterior, se puede afirmar que no sólo aquellos modos con un patrón de 750 veces la longitud de onda podrán oscilar, sino también aquellos con valores cercanos a 750 (749,751...), siempre y cuando el láser tenga un ancho de banda de la ganancia suficiente.

En la Figura 11 podemos observar este efecto ilustrado con mayor claridad.

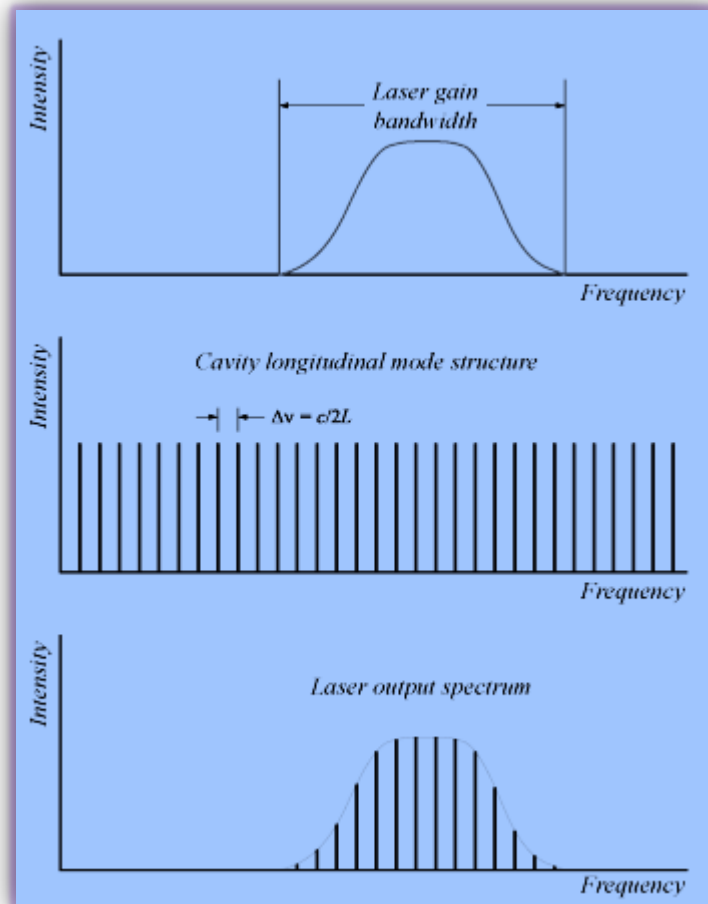


Figura 11. Estructura de modos del láser. Se aprecia como únicamente tienen relevancia aquellos modos en frecuencia que se encuentran dentro del ancho de banda de la ganancia del láser. Adaptado de en.wikipedia.org

Una vez analizado este efecto, podremos clasificar a un láser en función de los modos que son excitados: si sólo es excitado uno de ellos, hablamos de un láser monomodo (*single-mode*), mientras que si por el contrario son más de uno los que se dan lugar, hablaríamos de un láser multimodo (*multi-mode*). En la Figura 12 podemos observar el espectro óptico del láser empleado así como la influencia de la longitud de onda central con la temperatura:

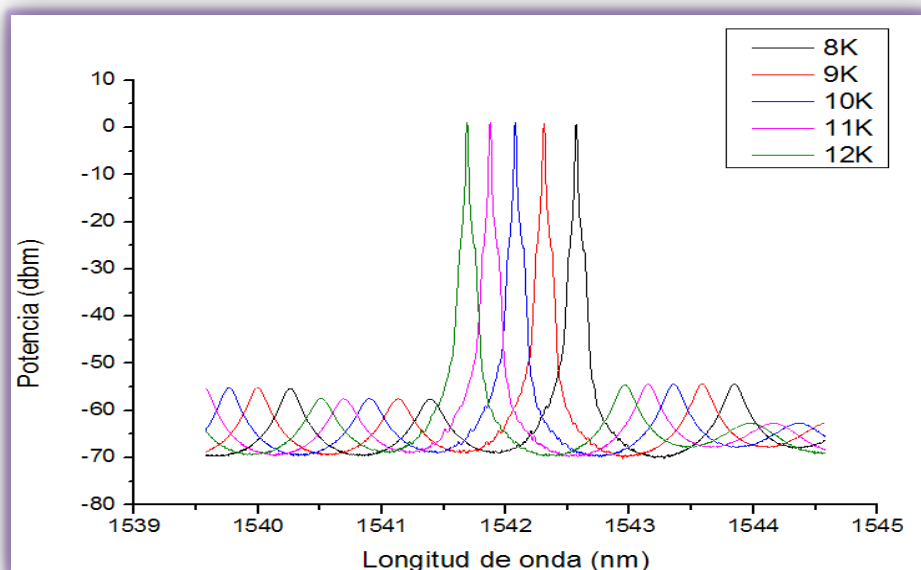
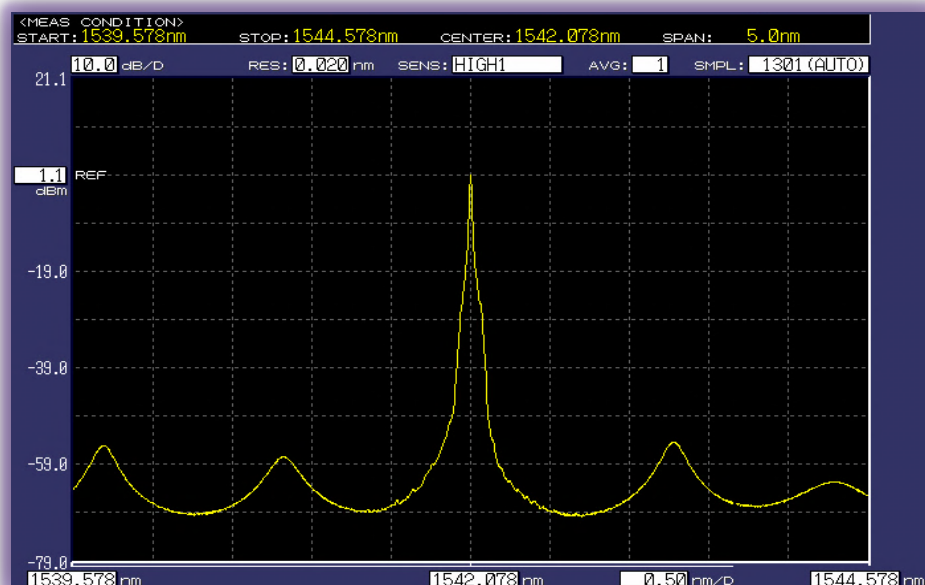


Figura 12. Arriba, espectro óptico del láser cuando la corriente que circula por el mismo son 60 mA medido con un analizador de espectros ópticos (OSA). Se observa como la emisión se produce a 1542 nm. Abajo, influencia de la temperatura en el desplazamiento de la longitud de onda central del láser

En concordancia con lo definido previamente, se aprecia claramente que en nuestro caso estamos hablando de un láser monomodo, pues únicamente el modo principal es excitado, mientras que los otros se ven atenuados más de 50 dBm (*Side-Mode Suppresion Ratio*, que es la diferencia entre la potencia del modo principal y el adyacente).

Además, si consideramos la versión más sencilla de un láser, de la Figura 12 (arriba) podemos extraer cuál es la longitud de onda entre modos, que corresponde a 1,2 nm, y aplicando la ecuación 8) y la ecuación 11) podemos llegar a obtener este valor de

separación en frecuencia, que corresponde, aproximadamente a 151 GHz, así como la longitud de la cavidad del láser, cuyo valor es de unos 0,275 mm.

Finalmente, y referido al instrumental utilizado para la medida (en este caso, el analizado de espectros ópticos), otro parámetro que se puede extraer de las ecuaciones anteriores es la resolución del sistema (en frecuencia). La longitud de onda mínima medible es de 20 pm, que en frecuencia se corresponde con 2,5 GHz a 1550 nm. Este parámetro tiene su importancia a la hora de entender resultados experimentales que se obtendrán en apartados posteriores.

2.2. Principio de operación

Como se ha introducido en el capítulo anterior, el espectro de un OFC ideal consiste en una sucesión de funciones delta en el dominio de la frecuencia, mientras que realmente lo que obtenemos es una sucesión de modos de amplitud variable debido a la presencia de una señal envolvente. El principio matemático de funcionamiento de los OFC's así como la razón de por qué ocurren estos fenómenos que provocan la generación de un OFC no ideal es lo que se explicará a continuación en este apartado.

En primer lugar, vamos a partir de un pulso óptico de una duración temporal δt como los que puede generar una fuente óptica pulsada, siendo un buen ejemplo de ello un láser operando en determinados modos de operación, que se explicarán más adelante. Si aplicamos la Transformada de Fourier a dicho pulso óptico, observaríamos como en el dominio de la frecuencia, el *span* sería más ancho cuanto más estrecho fuera dicho pulso en el dominio del tiempo¹⁵. La relación entre ambos parámetros es inversa (Figura 13) y viene dada por un parámetro llamado *producto de ancho de banda temporal*, o TBP, en consonancia con la siguiente expresión:

$$TBP = \delta t \cdot \delta f \quad 12)$$

Este valor del TBP es constante para un tipo de pulso, pero será distinto según la forma del mismo, puesto que su valor depende de la función que mejor sea capaz de ajustarse al pulso temporal. En nuestro caso podemos tomar 0,44 como TBP mínimo si aproximamos el pulso a una distribución gaussiana. Cabe decir que a la hora de medir este TBP, un valor cercano a este mínimo es el que será considerado como valor óptimo¹⁶. En casos en los que esto ocurra, podremos decir que el pulso está TBP-limitado; en caso contrario, el pulso habrá sufrido dispersión, fenómeno que se detallará con más precisión más adelante.

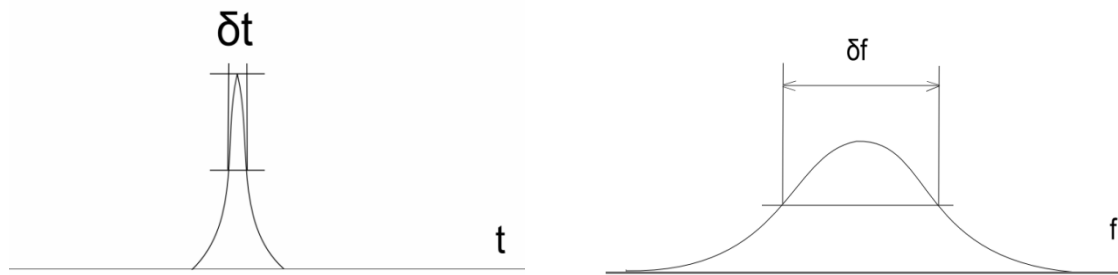


Figura 13. Representación en el dominio del tiempo y de la frecuencia de un pulso. Se observa cómo cuanto más estrecho es el pulso en el dominio del tiempo, más ancho es el span en el dominio de la frecuencia

No obstante, tal y como se ha dicho con anterioridad, un OFC, como su propio nombre indica, no consiste en un único pulso, sino en una serie de ellos. El origen de este tren de pulsos en el dominio de la frecuencia al cual llamamos peine viene dado por la transformación de un conjunto de pulsos ultrarrápidos e idénticos en el dominio del tiempo, equiespaciados un tiempo T_{REP} que dan lugar a la sucesión de modos equiespaciados en el dominio de la frecuencia (Figura 14) a través de la siguiente relación:

$$f_{REP} = \frac{1}{T_{REP}} \quad 13)$$

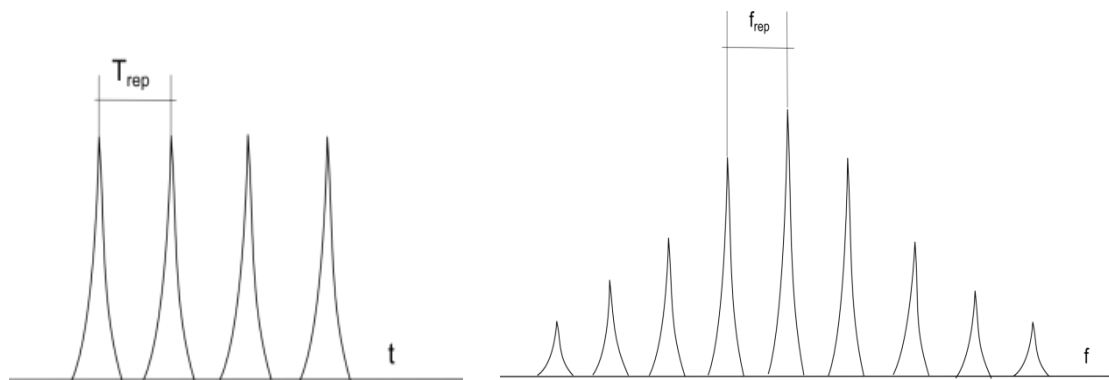


Figura 14. Representación en el dominio del tiempo y de la frecuencia de un tren de pulsos. La frecuencia entre modos es inversamente proporcional al periodo de repetición de los pulsos. Se aprecia también la envolvente del OFC correspondiente a la TF del pulso individual que aparece en la Figura 13

El último aspecto a analizar es la envolvente del OFC que hace que éste no sea un peine ideal, sino una sucesión de modos de distinta amplitud. Dicha envolvente se corresponde con la Transformada de Fourier de un pulso individual, dando así lugar al OFC mostrado en la Figura 14, con un ancho de banda finito. La conclusión de todo

esto supone que una compresión de un pulso óptico implicará una expansión del *span*, puesto que aumenta el ancho de banda de la envolvente.

2.3. Técnicas de implementación directa de un OFCG

Una vez acometido el principio de operación del OFCG, el siguiente paso es estudiar cómo podemos implementarlo. En la introducción se ha hablado del uso de un láser en diversos modos de operación para generar pulsos ultrarrápidos, que, como se acaba de ver, en el dominio de la frecuencia se traducen como una serie de modos equiespaciados de distinta amplitud, que es lo que conocemos como OFC. Normalmente, para implementar dicho peine, existen básicamente dos maneras: implementarlo directamente a partir de una fuente óptica pulsada, o utilizar un láser monomodo como semilla u origen previo a una etapa de expansión, a través de distintas técnicas (Figura 15). En este apartado nos centraremos en la primera de ellas, mientras que en el siguiente se hablará de técnicas de expansión de un OFCG como método de implementación.

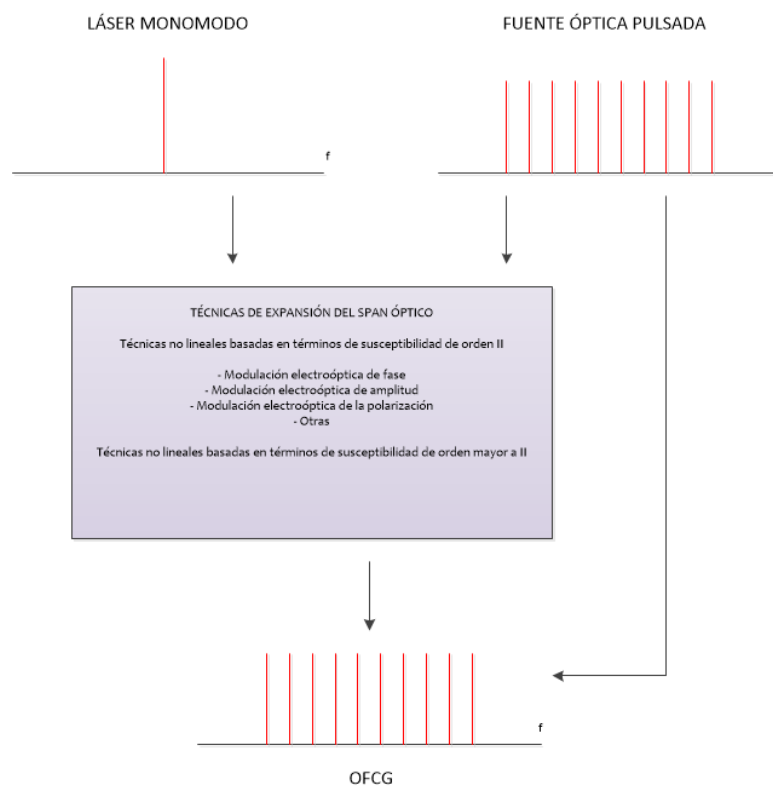


Figura 15. Técnicas de implementación de un OFCG: A partir de un láser junto con técnicas de expansión, o directamente a partir de una fuente óptica pulsada (pudiéndose incluir dichas técnicas también)

Cuando hablamos de técnicas de generación directa de un OFC estamos hablando de técnicas para hacer trabajar a un láser en un modo de operación pulsado, ya sea externamente o internamente. Las cuatro técnicas más conocidas para ello son: Superradiancia, *Q-Switching*, *Mode-Locking* y *Gain Switching*, siendo las dos últimas las más importantes y las más empleadas en los últimos tiempos, y en las únicas en las que nos centraremos. Para una información adicional sobre estos métodos referimos a Vasil'ev¹⁷.

Mode-Locking es una de las técnicas más importantes para la generación de fuentes pulsadas. Cuando un láser trabaja en *Mode-Locking*¹⁸, estamos hablando de un método para obtener pulsos ultrarrápidos por parte de un láser (del orden de los picosegundos o femtosegundos) basándonos en la coherencia entre los modos de la cavidad de la estructura de un láser. La base de esta técnica consiste en inducir de alguna manera una relación de fase fija entre los modos de la cavidad del láser, que fueron explicados previamente (Figura 10). En la Figura 16 podemos observar de forma cualitativa este proceso.

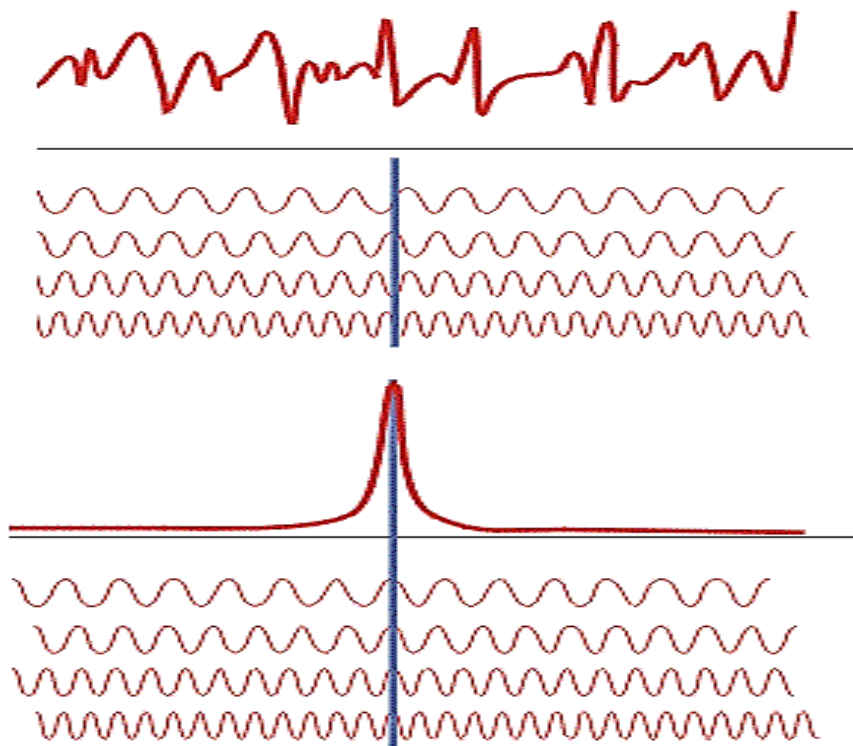


Figura 16. Representación temporal del modo de operación *Mode-Locking*. Cuando las fluctuaciones de las fases de los modos son aleatorias, la salida es una señal también aleatoria (arriba). Por su parte, cuando la fase entre modos es fijada, el resultado es una señal de salida pulsada en el láser (abajo). Adaptado de optonlaser.com

Así, en caso de que consigamos fijar dicha relación, obtendremos a la salida un campo eléctrico correspondiente a un tren de pulsos consecuencia de la interferencia entre dichos modos. Este hecho es ilustrado en la Figura 17.

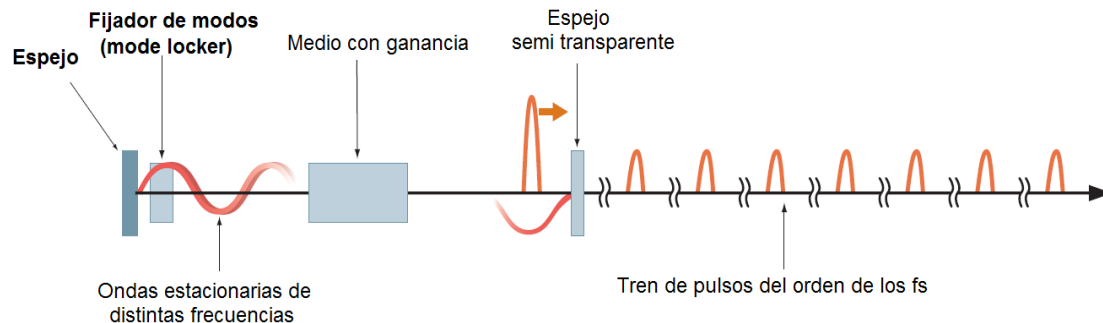


Figura 17. Esquemático general del modo de operación Mode-Locking. Adaptado de Supplementary Information to Press Release about Nobel Prize in Physics 2005

Para conseguir que un láser opere en este régimen existen diversos métodos. Los más conocidos son el *Mode-Locking* activo y el *Mode-Locking* pasivo, aunque hay que mencionar la existencia de un tercer método que combina ambos, conocido como *Mode-Locking* híbrido¹⁹. En este TFG no se profundizará en la definición teórica de estas técnicas, pero hay que mencionar que el *Mode-Locking* pasivo ofrece una menor coherencia entre modos que el activo, donde una referencia eléctrica externa fija la relación de fase entre modos (modulación externa). De este modo, es posible aplicar alguno de principios del *Mode-Locking* activo al pasivo, dando lugar al método conocido como *Mode-Locking* híbrido y permitiendo así un rendimiento de operación similar al método activo.

Por su parte, el método de operación conocido como *Gain Switching* no depende de los modos de la cavidad: se basa en el cambio de la ganancia del medio del láser, el cual es forzado a entrar y salir de la emisión estimulada en cada período. Para un láser común de semiconductor, esto se puede conseguir a través de dos enfoques distintos: el primero de ellos consiste en aplicar una intensidad pulsada para generar pulsos ópticos de salida ultrarrápidos, en virtud de la respuesta propia del láser a esta intensidad. El segundo enfoque se basa en la modulación del láser con una onda sinusoidal de intensidad de gran amplitud, haciendo que se active el láser durante un pequeño lapso de tiempo del total del período de la onda. En apartados posteriores analizaremos de forma más detallada este método de operación.

Para finalizar, y haciendo una comparativa entre ambos modos de operación, y empezando por el *Mode-Locking*, hay que empezar diciendo que la frecuencia de repetición (en el método pasivo) depende exclusivamente de la longitud de la cavidad,

mientras que en el método activo se incluye una referencia a dicha frecuencia. Esto es un importante inconveniente, puesto que impide modificar la frecuencia de repetición, o al menos de forma muy limitada, siendo ésta totalmente dependiente de las características propias de fabricación del láser. No obstante, hay que decir que de todos los métodos mencionados hasta ahora para hacer trabajar a un láser en un modo de operación pulsado, *Mode-Locking* es el que genera los pulsos más cortos dando lugar a *spans* ópticos de anchura considerable con frecuencias de repetición del orden de los 100 GHz.

Por su parte, con *Gain Switching* es posible generar pulsos del orden de picosegundos que dotan al OFC de modos con una frecuencia de repetición desde el orden de MHz hasta los GHz, quedando limitados únicamente por el ancho de banda del dispositivo y la corriente aplicada. De este modo, al contrario que con *Mode-Locking*, no se requiere ningún diseño ni estructura previa del láser, puesto que en este método la frecuencia de repetición es independiente de ello: al usar modulación, la frecuencia de repetición es sintonizable. No obstante, los pulsos generados son más anchos, suponiendo esto, como se ha explicado con anterioridad, un *span* más estrecho.

2.4. Técnicas de expansión del espectro óptico

Anteriormente se ha hablado de la implementación directa de un OFCG a través de una fuente óptica pulsada, pero además, existen otros métodos para generar un OFC basados en la expansión del espectro óptico generado por un láser monomodo (o el generado propiamente en el proceso de implementación de un OFCG a partir de una fuente pulsada) a través de diversas técnicas (Figura 15). A continuación, explicaremos los principios en los que se basan estos métodos de expansión.

Las técnicas de expansión del *span* óptico están basadas en procesos ópticos no lineales. En primer lugar, hay que definir cuáles son las características de un medio óptico lineal, para así saber poner en contexto al lector cuando vayamos a explicar estos procesos no lineales²⁰.

Un medio óptico lineal se caracteriza principalmente por la independencia de las propiedades ópticas (índice de refracción, por ejemplo) de la intensidad lumínica, así como el cumplimiento del principio de superposición, la no alteración de la frecuencia de la luz al cambiar de medio o la imposibilidad de que dos rayos de luz interactúen entre ellos. Así, entendemos como medio óptico no lineal es aquel que incumple una o varias de estas características propias de un medio lineal.

Como se ha explicado en puntos anteriores, las expansiones de *span* más habituales se basan en la compresión del pulso en el dominio temporal, cuyo efecto se aprecia en el dominio óptico a través de dicha expansión. Estas expansiones consisten en la generación de nuevas frecuencias, las cuales solo se crean ante procesos no lineales.

Por otra parte, hay que tener en cuenta el fenómeno de la dispersión, que supone un ensanchamiento del pulso en el dominio temporal. Consiste en la propagación de una señal con distintas componentes en frecuencia a distintas velocidades debido a la dependencia de la frecuencia con el índice de refracción del medio, y se da cuando una señal como la descrita se propaga a través de una fibra óptica. Cabe decir que si un pulso ha sufrido dispersión, su compensación, es decir, su estrechamiento, es un proceso lineal puesto que no aparecen nuevas frecuencias.

Así, cuando un pulso ha sufrido dispersión, puede ser nuevamente comprimido aplicando diversas técnicas de carácter lineal, como por ejemplo, hacer uso de fibras de compensación de longitud adecuada con el fin de que el pulso vuelva a tener un ancho mínimo en el dominio temporal acorde al límite impuesto por el TBP²¹.

Es por esto por lo que para expandir el *span* óptico van a ser necesarias tanto técnicas lineales como no lineales; las primeras con el fin de obtener un pulso de buena calidad en el dominio temporal, mientras que las segundas serán empleadas para expandir propiamente el *span*.

Las técnicas no lineales de expansión del *span* que se van a emplear en este TFG vienen dadas por términos de susceptibilidad de orden dos, los cuales aparecen básicamente en cristales, aunque cabe mencionar la existencia de efectos de tercer orden de susceptibilidad que aparecen en fibras ópticas no lineales y que también son empleados en las técnicas de expansión.

Dentro de la variedad de técnicas existentes para el segundo orden de susceptibilidad, la más importante es el efecto electroóptico lineal, también conocido como efecto Pockels, que es el fenómeno asociado a los moduladores electroópticos²². Estos moduladores son capaces de modular fase, amplitud o incluso polarización. En apartados posteriores entraremos en más detalle sobre los principios teóricos de los moduladores electroópticos, más concretamente en aquellos destinados a modular fase o amplitud, que son de los que haremos uso en este TFG.

3. ESTUDIO PARA LA OPTIMIZACIÓN DE TÉCNICAS DE EXPANSIÓN PARA UN OPTICAL FREQUENCY COMB GENERATOR

3.1. Introducción. Técnicas que se van a emplear

Antes ya hemos mencionado las dos principales técnicas para implementar un OFCG: la primera, partiendo de un láser monomodo junto con técnicas no lineales de expansión para producir la aparición de nuevas frecuencias; la segunda, la implementación directa de un OFCG a partir de fuentes pulsadas. Además, dichas técnicas de expansión mencionadas pueden ser empleadas junto con la implementación directa de OFCG's con el fin de obtener *spans* ópticos aún más anchos.

De todas las técnicas que hemos introducido con anterioridad, el estudio de este TFG se va a centrar en la implementación de un OFCG a través de tres de estas técnicas. Las dos primeras se basarán en un láser monomodo junto con dos técnicas de expansión del *span* óptico: modulación de fase y de amplitud. Por su parte, la tercera de ellas será a través de una fuente óptica pulsada, que será un láser operando en *Gain Switching*. En los siguientes puntos se llevará a cabo un estudio de los principios teóricos de cada una de estas técnicas.

3.2. Modulación electroóptica

3.2.1. Principios teóricos

El proceso de modulación consiste en modificar alguno de los parámetros característicos de una señal portadora, que por lo general es una señal senoidal, de acuerdo a otra señal moduladora o de información, dando lugar así a una nueva señal (modulada) característica según el parámetro que hemos manipulado. Podemos distinguir tres tipos básicos de modulación:

- Modulación de amplitud
- Modulación de frecuencia
- Modulación de fase

Como se ha podido intuir, en la modulación en amplitud, se hace variar la amplitud de la señal portadora, mientras que en las modulaciones de fase y frecuencia, la amplitud se mantiene constante y lo que cambia es la fase y la frecuencia respectivamente.

La modulación como técnica de expansión de un OFCG es de carácter electroóptico, puesto que consiste en la modulación de un campo óptico proveniente de un láser (señal portadora) con una señal eléctrica moduladora. Los moduladores electroópticos utilizados contienen cristales no lineales cuyo índice de refracción es modificado en

función del campo eléctrico de la señal moduladora. Así, una señal moduladora aplicada al cristal es capaz de cambiar su índice de refracción proporcionalmente a su campo eléctrico. De este modo, la propagación del campo óptico que atraviesa el cristal se ve alterada, generándose nuevas frecuencias debidas a modulación de fase o amplitud.

Estos cristales suelen estar fabricados de materiales como borato de bario (BBO), niobato de litio (LiNbO_3), tantalato de litio (LiTaO_3) o fosfato monoamónico ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$), entre otros, además de existir otros polímeros especiales para dichos moduladores²³. En nuestro caso, nos vamos a centrar en los dos tipos de modulación electroóptica útiles para la expansión de un OFCG, la modulación de fase y de amplitud.

Dentro de los distintos tipos de moduladores basados en el efecto Pockels (electroópticos), los moduladores de fase son uno de los componentes más usados a la hora de hacer expandir el espectro óptico, modificando la fase del campo óptico que lo atraviesa. El resultado final se traduce en que una modulación de fase producirá más modos en el espectro, expandiendo el *span* de frecuencia en función del índice de modulación de la señal moduladora. Así, un mayor valor de dicho índice supondrá la aparición de más modos, produciéndose un ensanchamiento del *span*.

Aparte de la modulación de fase, existen otras técnicas de modulación que también son útiles para la expansión del *span* óptico, como es por ejemplo la modulación de amplitud. Existen diversos enfoques para llevar a cabo esta modulación empleando moduladores electroópticos de fase (colocar polarizadores antes y después del cristal, interferómetros Mach-Zender...), resultando en todos una señal óptica a la salida cuya amplitud quedará modulada en función de la señal moduladora aplicada al cristal. Este resultado se puede apreciar en el espectro como la aparición de dos bandas laterales a la frecuencia de la señal óptica portadora separadas de la misma una frecuencia equivalente a la frecuencia de la señal moduladora.

A continuación, se llevará a cabo un análisis matemático de estos dos tipos de modulación, analizando y comentando los resultados obtenidos.

3.2.2. Modulación electroóptica de fase como técnica de expansión de un OFCG

La motivación de la modulación de fase consiste en la variación de la fase de una señal portadora en función de una señal moduladora. Como resultado, se obtiene una señal cuya fase es variable en el tiempo y dependiente de los parámetros de la señal

moduladora. Una primera aproximación cualitativa de este fenómeno se puede ver en la Figura 18.

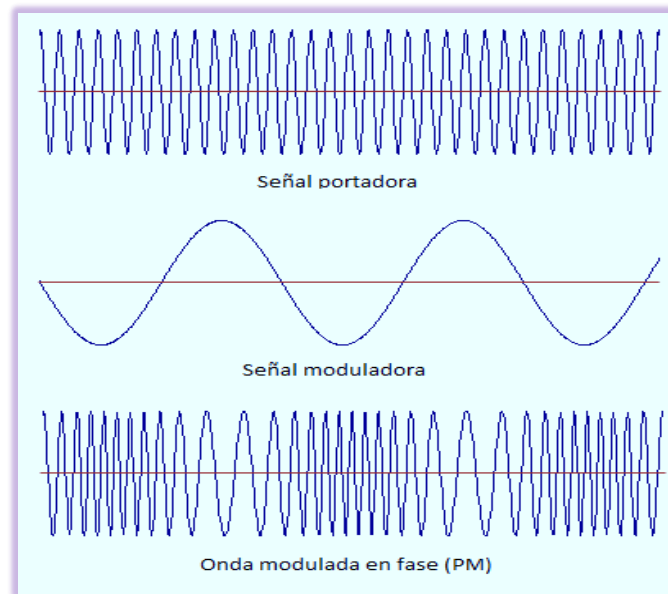


Figura 18. Descripción gráfica de la modulación de fase. Adaptado de images.yourdictionary.com

Para expresar analíticamente la modulación de fase, partimos de la expresión general de un tono sin modulación, que sería la señal portadora óptica:

$$X_C(t) = A_C \cos \varphi(t) \quad 14)$$

Donde $X_C(t)$ es el valor instantáneo de la señal, A_C es la amplitud de la señal portadora y $\varphi(t)$ la fase instantánea de la señal, medida en radianes.

Nótese el uso de la función coseno en lugar del seno, cuya elección no es determinante a la hora de realizar cálculos, ya que se llega al mismo resultado.

En los casos de modulación de envolvente constante, los valores de frecuencia angular y de fase se presentan aquí como valores instantáneos, ya que sus valores pueden variar a cada momento de acuerdo con la señal moduladora. Así, podemos relacionar fase y frecuencia instantánea a través de la siguiente ecuación:

$$\omega_C(t) = \frac{d\varphi(t)}{dt} \rightarrow \varphi(t) = \int \omega_C(t) dt \quad 15)$$

Y para una señal de frecuencia constante, como la nuestra, lo que tenemos es:

$$\varphi(t) = \omega_C t + \varphi_0 \quad 16)$$

Donde $\varphi(0)$, que es la constante de integración, representa la fase inicial de la señal portadora óptica ω_c y en intervalos de tiempo definidos entre (0,t) puede ser obviada sin problemas.

Una vez introducidos los conceptos generales sobre modulación angular, en nuestro caso el tipo de modulación que nos interesa es la modulación de fase. En este caso vamos a hacer variar la fase de acuerdo a una señal eléctrica de modulación $X_M(t)$, con lo cual tendremos:

$$\varphi(t) = \omega_c t + \beta X_M(t) \quad 17)$$

Y reemplazando 17) en 14) llegaremos a la ecuación general para la modulación de fase:

$$X_{PM}(t) = A_c \cos[\omega_c t + \beta X_M(t)] \quad 18)$$

Donde A_c (amplitud de la señal portadora) es constante, al igual que ω_c (frecuencia angular de la portadora sin modulación). Por su parte, el término β , es al que llamaremos índice de modulación de fase, o profundidad de modulación. Corresponde con el valor de amplitud de la señal moduladora, que en nuestro caso, para todos los tipos de señales empleados, corresponderá con el valor eficaz, independientemente de la naturaleza de la misma.

No obstante, para acelerar y facilitar los cálculos, es frecuente transformar la expresión anterior a su forma exponencial, resultando la siguiente expresión:

$$X_{PM}(t) = \text{Re} [A_c e^{i(\omega_c t + \beta X_M(t))}] = \text{Re}[A_c e^{i\omega_c t} e^{i\beta X_M(t)}] \quad 19)$$

Hasta ahora hemos considerado la señal portadora una señal sinusoidal, que es el caso más habitual en el estado del arte. No obstante, a partir de la ecuación anterior podemos extraer una expresión genérica para la modulación de fase, independientemente del carácter de la señal portadora y moduladora:

$$\boxed{X_{PM}(t) = \text{Re}[X_C(t) \cdot e^{i\beta X_M(t)}]} \quad 20)$$

La expansión del *span* óptico producida por la modulación de fase se puede apreciar claramente si continuamos desgranando el análisis un poco más. Para ello, vamos a considerar que la señal moduladora es también un tono senoidal donde ω_M es la frecuencia angular, como se puede ver a continuación:

$$X_M(t) = \beta \cos \omega_M t \quad 21)$$

De este modo, nuestra señal modulada tendrá la siguiente forma:

$$X_{PM}(t) = Re [A_C e^{i(\omega_C t + \beta \cos(\omega_M t))}] = Re[A_C e^{i\omega_C t} e^{i\beta \cos(\omega_M t)}] \quad 22)$$

Si adaptamos la nomenclatura de los parámetros genéricos de la expresión anterior a la nomenclatura correcta en nuestro caso, transformamos la ecuación anterior en la siguiente:

$$E_{OUT,PM}(t) = Re[E_0 e^{i\omega_C t} e^{i\beta \cos(\omega_M t)}] \quad 23)$$

Donde E_{OUT} es la señal óptica modulada, obtenida a la salida del modulador electroóptico y E_0 es la amplitud del campo óptico de entrada al modulador.

Si seguimos con el desarrollo, podemos ver como la expresión anterior puede ser expandida como una serie de funciones de Bessel haciendo uso de la siguiente expresión, derivada de la función generatriz²⁴:

$$e^{ix \cos \theta} = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} i^n J_n(x) e^{in\theta} \quad 24)$$

Uniando la expresión anterior con 23) llegamos a la siguiente ecuación:

$$E_{OUT,PM}(t) = E_0 \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} i^n J_n(\beta) e^{i\omega_C t} e^{in\omega_M t} \quad 25)$$

Y finalmente, expandiendo un poco más la expresión anterior, llegamos al final de nuestro desarrollo, obteniendo la expresión comúnmente usada:

$$E_{OUT,PM}(t) = E_0 \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} i^n J_n \left(\pi \frac{V_M}{V_\pi} \right) e^{i2\pi(f_C + nf_M)t} \quad 26)$$

Donde J_n es la función de Bessel de primera clase. Nótese también la modificación del índice de modulación de fase, donde V_M es la amplitud en tensión de la señal moduladora y V_π el voltaje necesario para producir un desfase igual a π radianes. Este paso supone una normalización del valor de la profundidad de modulación para referenciarlo a π radianes como valor de referencia para el desfase. De cualquier modo, en los cálculos que se llevarán a cabo de ahora en adelante se hablará directamente del índice de modulación, o amplitud de la señal moduladora directamente, sin entrar en más detalles.

De la expresión final para la modulación de fase se puede concluir que los parámetros básicos para este tipo de modulación son la profundidad de modulación y la frecuencia

de la señal moduladora. A continuación se analizará la influencia de estos dos parámetros por separado.

Así, se puede ver sin mucha dificultad cómo un incremento de la frecuencia de la señal moduladora (para una misma profundidad de modulación) implica un ancho de banda mayor del OFC, puesto que la separación entre modos viene determinada por la frecuencia de dicha señal. Esto se aprecia claramente en la Figura 19.

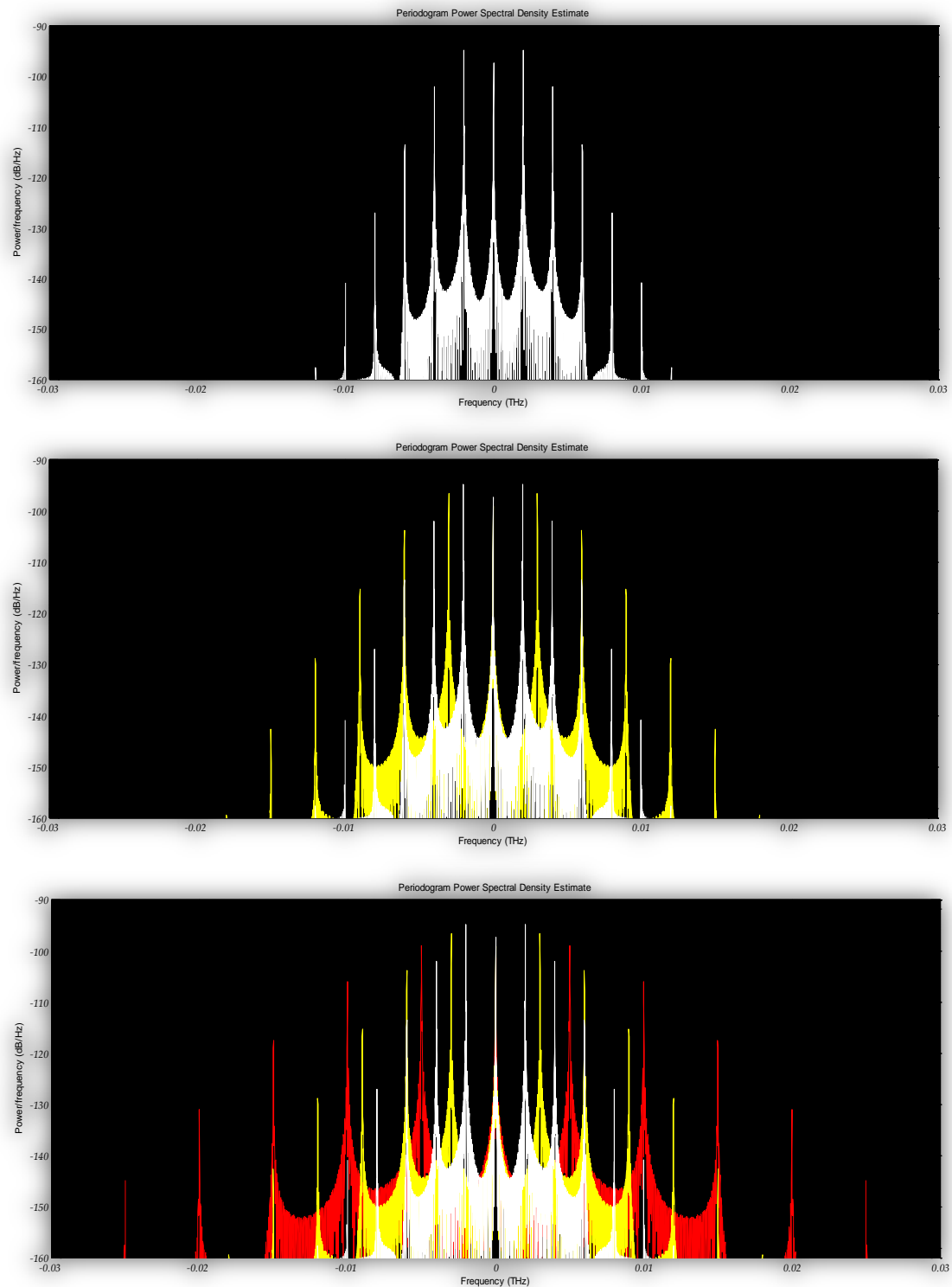
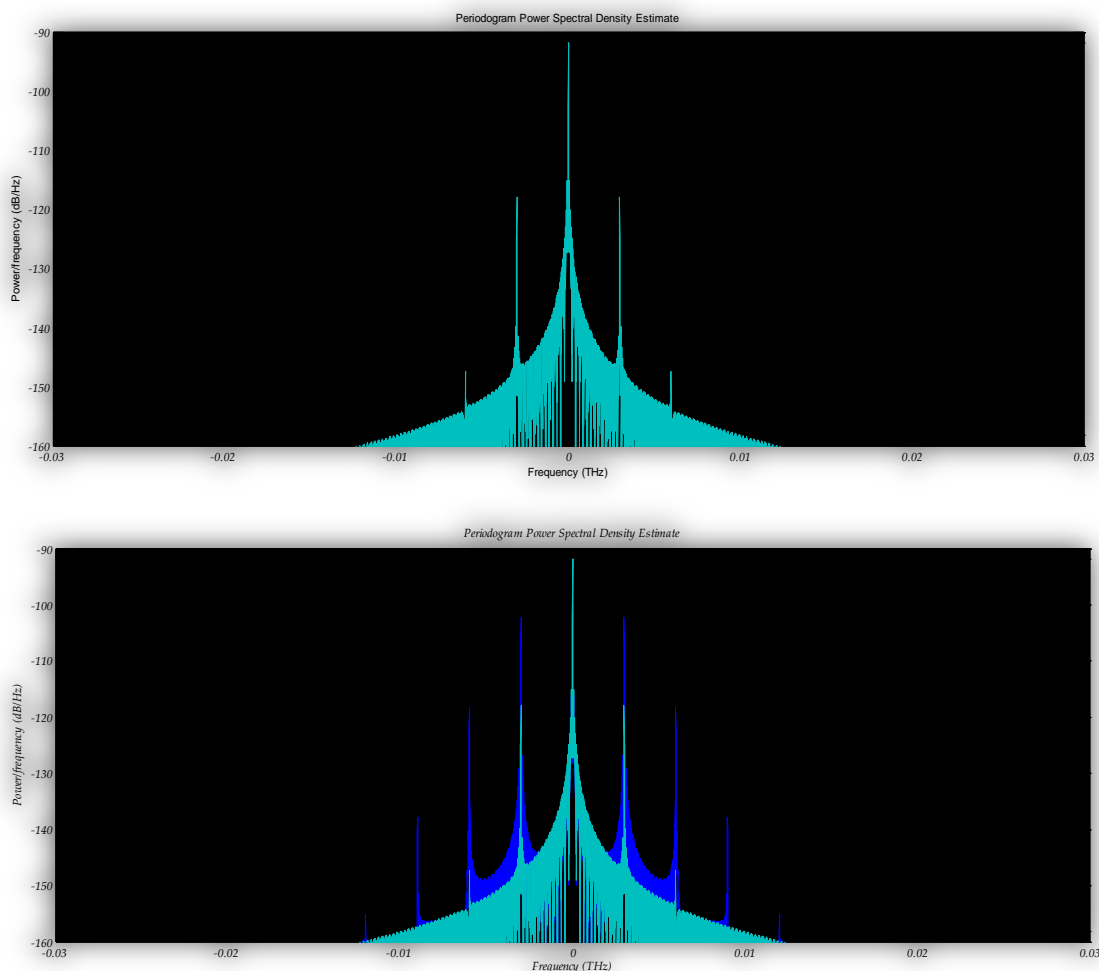


Figura 19. Representación de la modulación de fase como técnica de expansión del span óptico. En este caso, tanto la señal portadora como la moduladora son ondas sinusoidales. Se aprecia cómo en función de la frecuencia de la señal moduladora, varía el ancho de banda del OFC. Cuanto mayor sea dicho valor, mayor separación habrá entre modos. Arriba, de color blanco, OFC con $f_{\text{MOD}} = 2,5$ GHz; en el medio, de color amarillo, junto con el anterior, OFC con $f_{\text{MOD}} = 3$ GHz. Abajo, de color rojo, se incluye un nuevo peine con $f_{\text{MOD}} = 5$ GHz

Además, se puede apreciar cómo una modulación en fase generará nuevos modos en el espectro en frecuencia en función del índice de modulación aplicado, que a su vez es dependiente de la amplitud de la señal moduladora. Por lo tanto, cuanto mayor sea este valor de amplitud, mayor número de bandas laterales aparecerán dando lugar así a la expansión del *span*, que además, será simétrico.

Cabe destacar que estas nuevas frecuencias tendrán un valor distinto en amplitud. Esto es debido a que, aunque el índice de modulación sea el mismo, cada sucesiva función de Bessel dentro de la suma tiene una amplitud distinta a la anterior. Esto se puede ver en la Figura 20, y para una explicación más minuciosa de este fenómeno, referimos al Anexo III – Funciones de Bessel de orden entero.



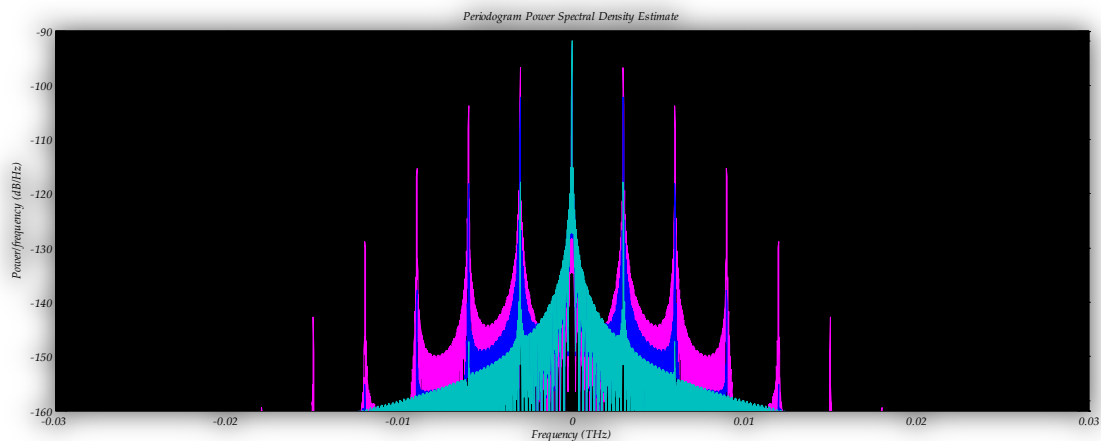


Figura 20. Representación de la modulación de fase como técnica de expansión del span óptico. En este caso, tanto la señal portadora como la moduladora son ondas sinusoidales. Se aprecia cómo en función del índice de modulación (β), el span se ve modificado. A medida que el valor de β aumenta el span se expande apareciendo nuevas frecuencias. Arriba, en turquesa, OFC con $\beta = 0,1$; en el medio, de color azul, se solapa al anterior OFC uno nuevo con $\beta=0.65$. Abajo, de color rosa, se integra un nuevo peine con $\beta=1.65$

Para finalizar, hay que mencionar que en la práctica los moduladores electroópticos tienen una potencia de modulación máxima (en torno a 1 W), y por lo tanto, para conseguir índices de modulación altos se usan varios en cascada. De este modo, los índices de modulación se suman, y una etapa con varios moduladores electroópticos es equivalente a una etapa con un solo modulador con un índice de modulación alto.

3.2.3. Modulación electroóptica de amplitud como técnica de expansión de un OFCG

Como se ha introducido previamente, la modulación en amplitud consistirá en la modificación de la amplitud de la señal portadora en concordancia a una señal moduladora. El resultado de este proceso será una señal modulada de amplitud variable, la cual dependerá de la amplitud de la señal moduladora. En la Figura 21 podemos ver una descripción gráfica de este fenómeno.

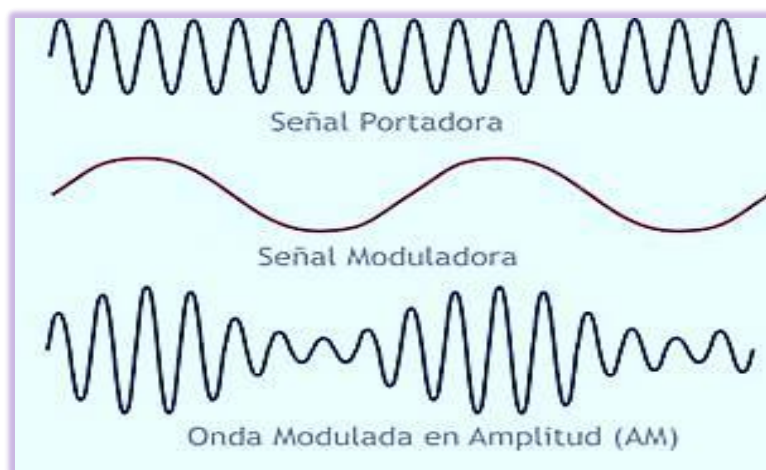


Figura 21. Descripción gráfica de la modulación de amplitud. Adaptado de analfatecnicos.net

Para la descripción analítica de este proceso, vamos a comenzar considerando la señal portadora como un tono sinusoidal de la siguiente forma, tal y como se consideró en el apartado anterior:

$$X_c(t) = A_c \text{sen}(\omega_c t) \quad 27)$$

Donde X_c es el valor instantáneo de la señal, A_c es la amplitud de la señal portadora y ω_c es la frecuencia angular de la señal portadora.

Como se ha mencionado, la amplitud de la señal modulada varía en función de la señal moduladora, siendo su amplitud como máximo la suma de las amplitudes de las señales portadora y moduladora. De este modo, podemos expresar el valor instantáneo de la señal modulada a través de la siguiente expresión:

$$X_{AM}(t) = (A_c + X_M) \text{sen}(\omega_c t) \quad 28)$$

Donde X_M es la señal moduladora y X_{AM} la señal modulada resultante.

Si llamamos m a la relación entre las amplitudes de la señal moduladora y la portadora, de acuerdo a la siguiente expresión:

$$m = \frac{A_M}{A_c} \quad 29)$$

Obtenemos la siguiente expresión para la modulación de amplitud en nuestro caso:

$$X_{AM}(t) = (1 + X_M)[A_c \text{sen}(\omega_c t)] \quad 30)$$

Donde la amplitud propiamente dicha de la señal moduladora sería m .

No obstante, hasta el momento hemos dicho que la señal portadora es un tono sinusoidal. Si quisiéramos generalizar para cualquier tipo de onda portadora, nuestra expresión sería la siguiente:

$$\boxed{X_{AM}(t) = (1 + X_M)(X_C)} \quad 31)$$

Para apreciar claramente la expansión del span óptico debido a la modulación de amplitud, vamos a considerar que la señal de modulación es, al igual que la portadora, una señal sinusoidal. En este caso, nuestra expresión genérica se convertiría en la siguiente:

$$X_{AM}(t) = [1 + m \text{sen}(\omega_M t)] [A_C \text{sen}(\omega_C t)] \quad 32)$$

Multiplicando, llegamos a la siguiente ecuación:

$$X_{AM}(t) = A_C \text{sen}(\omega_C t) + [mA_C \text{sen}(\omega_M t)] [\text{sen}(\omega_C t)] \quad 33)$$

Si aplicamos la siguiente identidad trigonométrica para el producto de dos senos con diferentes frecuencias (34), y adaptamos la nomenclatura genérica a nuestro caso, al igual que hicimos en la modulación de fase, llegamos a la expresión final (35):

$$(\text{sen } A)(\text{sen } B) = -\frac{1}{2} \cos(A + B) + \frac{1}{2} \cos(A - B) \quad 34)$$

$$E_{OUT,AM}(t) = E_0 \text{sen}(\omega_C t) - \frac{\beta}{2} \cos(\omega_C t + \omega_M t) + \frac{\beta}{2} \cos(\omega_C t - \omega_M t) \quad 35)$$

Analizando la expresión anterior, se puede intuir la aparición de tres modos en el espectro en frecuencia: uno central que corresponderá a la frecuencia de la señal portadora, y dos laterales provocados por la señal moduladora. Estas bandas laterales estarán situadas a una frecuencia correspondiente a $f_C \pm f_M$, con lo cual, y como se puede apreciar en la Figura 22, la frecuencia de la señal moduladora es clave a la hora de determinar la separación de los armónicos en frecuencia, dando lugar en cualquier caso a un OFC simétrico en el espectro.

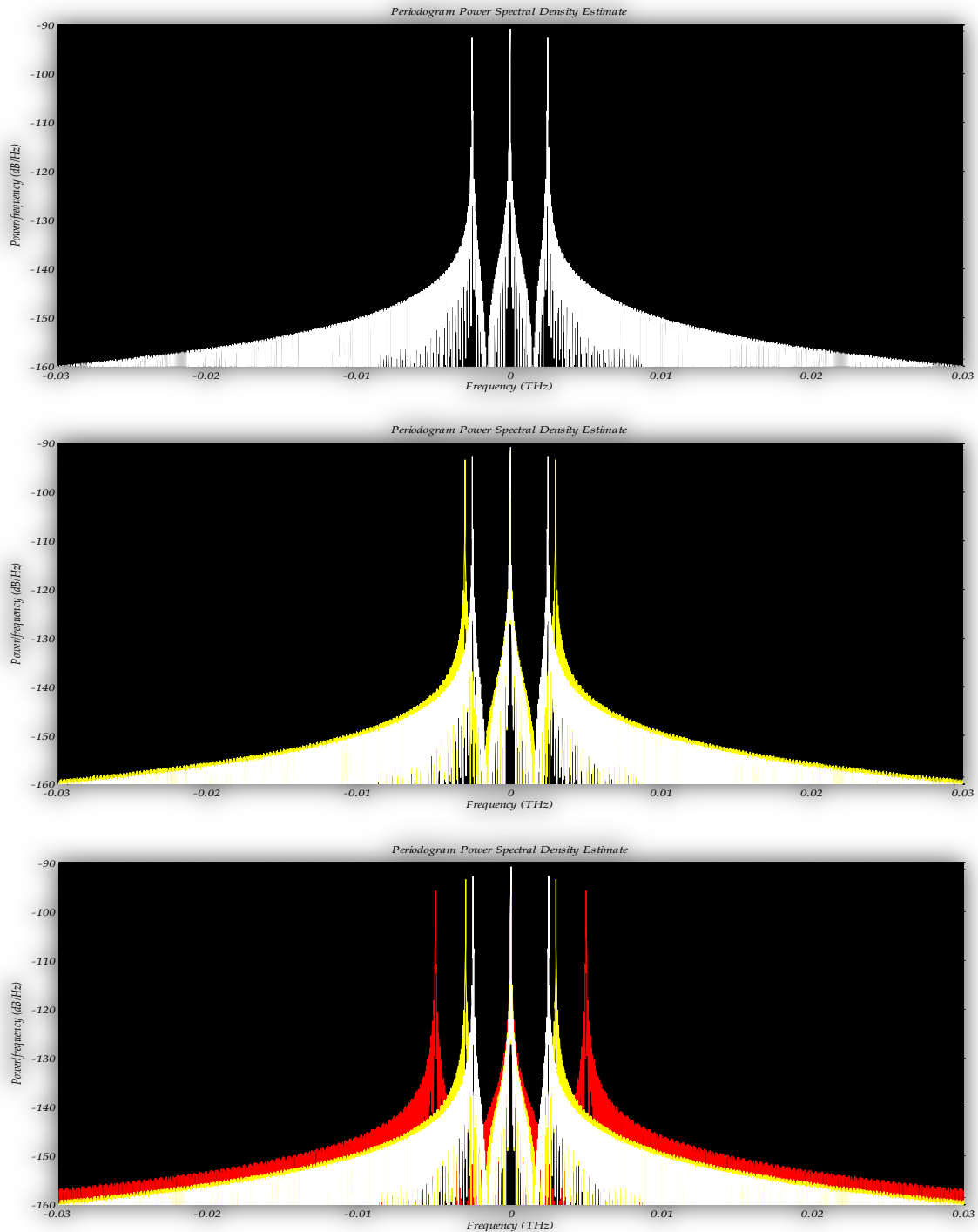


Figura 22. Representación de la modulación de amplitud como técnica de expansión del span óptico. En este caso, tanto la señal portadora como la moduladora son ondas sinusoidales. Se aprecia cómo en función de la frecuencia de la señal moduladora, varía el ancho de banda del OFC. Cuanto mayor sea dicho valor, mayor separación habrá entre las bandas laterales y el modo correspondiente a la frecuencia de la señal portadora. Arriba, de color blanco, OFC con $f_{\text{MOD}} = 2,5$ GHz; en el medio, de color amarillo, junto con el anterior, OFC con $f_{\text{MOD}} = 3$ GHz. Abajo, de color rojo, se incluye un nuevo peine con $f_{\text{MOD}} = 5$ GHz

Además, observando la expresión 35) para la modulación de amplitud, se aprecia que, si modificamos la amplitud de la señal moduladora, no se producen cambios en el armónico fundamental correspondiente a la frecuencia de la señal portadora, mientras

que la amplitud de las bandas laterales (sobre las que sí influyen los parámetros de la señal moduladora) sí se ve modificada. Asimismo, se observa que, con respecto a la modulación de fase, una mayor profundidad de modulación no supone una expansión del *span*. Estos fenómenos son visibles en la Figura 23.

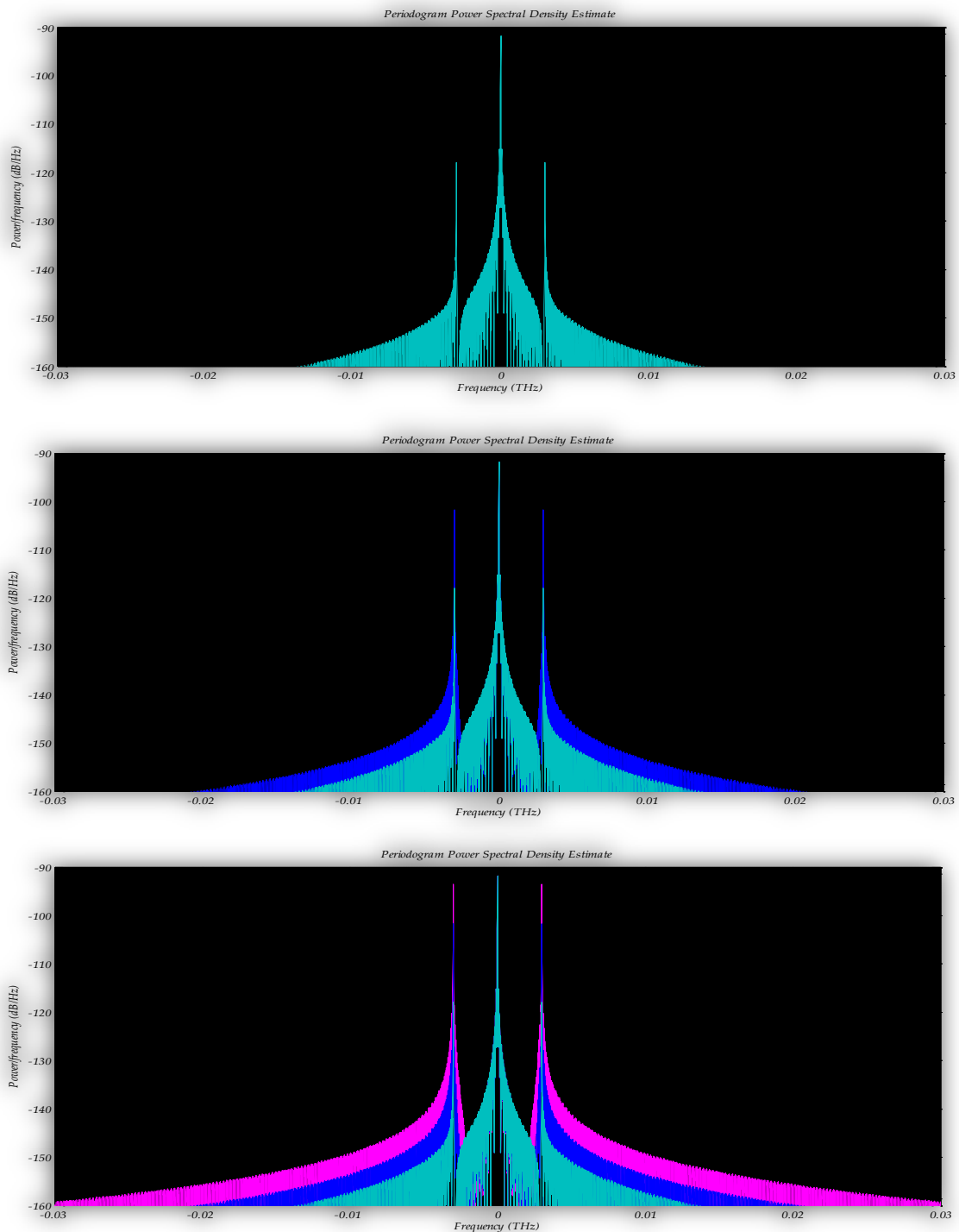


Figura 23. Representación de la modulación de amplitud como técnica de expansión del span óptico. En este caso, tanto la señal portadora como la moduladora son ondas sinusoidales. Se aprecia cómo en función del índice de modulación (β), se incrementa la amplitud de los dos modos secundarios, pero no aparecen nuevos modos. Arriba, en turquesa, OFC con $\beta = 0,1$; en el medio, de color azul, se solapa al anterior OFC uno nuevo con $\beta=0.65$. Abajo, de color rosa, se integra un nuevo peine con $\beta=1.65$

3.2.4. Resumen y conclusiones

En las siguientes tablas (Tabla 1 y Tabla 2) se muestra un resumen de las expresiones y conclusiones más importantes que se han extraído del análisis de la modulación electroóptica.

MODULACIÓN ELECTROÓPTICA DE FASE
Expresión general
$X_{PM}(t) = Re[X_C(t) \cdot e^{iX_M(t)}]$
Expresión general con onda sinusoidal como señal portadora y moduladora (método más común en los sistemas del estado del arte)
$E_{OUT,PM}(t) = E_0 \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} i^n J_n \left(\pi \frac{V_M}{V_\pi} \right) e^{i2\pi(f_C + nf_M)t}$
Características más notables
<ul style="list-style-type: none"> ✓ Mayor frecuencia de la señal moduladora implica mayor ancho de banda del OFC ✓ Incremento de la amplitud de modulación implica la aparición de bandas laterales en el OFC

Tabla 1. Resumen de los puntos más importantes de la modulación electroóptica de fase

MODULACIÓN ELECTROÓPTICA DE AMPLITUD
Expresión general
$X_{AM}(t) = (1 + X_M)(X_C)$
Expresión general con onda sinusoidal como señal portadora y moduladora (método más común en los sistemas del estado del arte)
$E_{OUT,AM}(t) = E_0 \sin(\omega_C t) - \frac{\beta}{2} \cos(\omega_C t + \omega_M t) + \frac{\beta}{2} \cos(\omega_C t - \omega_M t)$
Características más notables
<ul style="list-style-type: none"> ✓ Mayor frecuencia de la señal moduladora implica mayor ancho de banda del OFC ✓ No se produce la aparición de bandas laterales mediante un incremento de la amplitud de modulación

Tabla 2. Resumen de los puntos más importantes de la modulación electroóptica de amplitud

3.3. Gain Switching

En apartados anteriores se ha hablado de *Gain Switching* como técnica para generar pulsos ultrarrápidos, aprovechando la oscilación generada en forma de potencia óptica al aplicar una intensidad pulsada al láser. El resultado es un pulso óptico con un ancho más estrecho que el pulso de corriente eléctrica, siendo del orden de los nanosegundos o picosegundos. Además, se comentó la posibilidad de modular el propio láser con una gran señal sinusoidal del orden de los GHz, que se encargaría de polarizar al láser en una zona de intensidad alrededor de su umbral. En este apartado profundizaremos sobre los principios teóricos de estos dos enfoques para hacer funcionar a un láser en este modo de operación

Para empezar, hay que decir que cuando un láser es activado al aplicar una intensidad superior al umbral de forma abrupta, la potencia de salida presenta una respuesta transitoria de segundo orden caracterizada por una oscilación y estabilización con una frecuencia mayor al tiempo de subida de la corriente. En la Figura 24 podemos ver representado este fenómeno con mayor claridad.

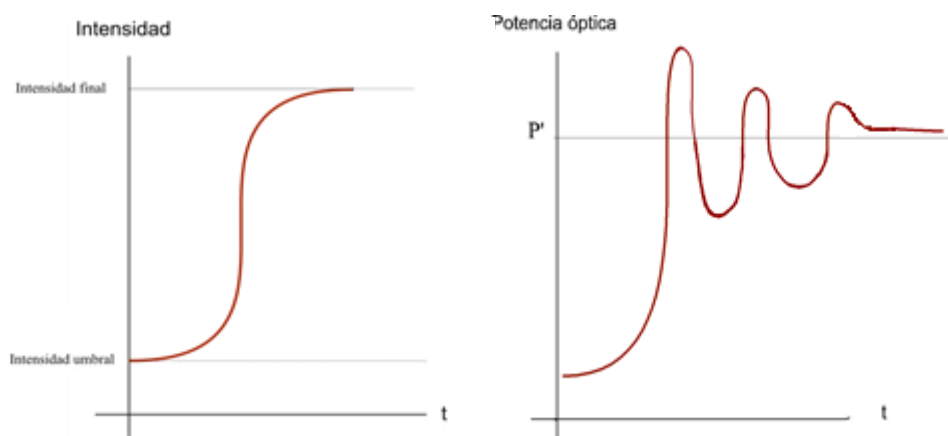


Figura 24. Principio de operación de Gain Switching. Representación temporal de intensidad aplicada al láser y potencia óptica de salida. Se observa como el encendido del láser al aplicar una intensidad superior al umbral provoca una respuesta transitoria de segundo orden

De este modo, esta oscilación es la que usamos para generar un pulso óptico de salida: si dicha intensidad aplicada es pulsada, la potencia óptica también tendrá una respuesta pulsada, con la ventaja de tener un ancho menor al de la corriente, como hemos dicho previamente (Figura 25).

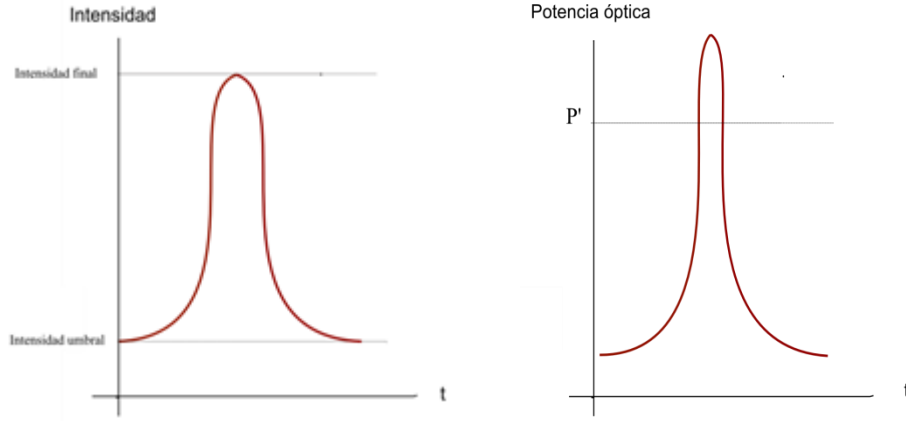


Figura 25. Principio de operación de Gain Switching. Representación temporal de intensidad aplicada al láser y potencia óptica de salida. Si se aplica una intensidad pulsada, la potencia óptica obtenida a la salida también tendrá un carácter pulsado, y con un ancho de pulso menor

El segundo enfoque, equivalente, consiste en la posibilidad de modular el láser con una onda sinusoidal de gran intensidad. Así, si hacemos que el láser se active, es decir, que la corriente que le apliquemos sea superior al umbral únicamente durante un intervalo de tiempo muy pequeño dentro del período de la señal de intensidad que modula el láser, la densidad de portadores crecerá muy rápidamente por encima de su propio nivel umbral. Cuando esto ocurre, se produce la emisión estimulada propia del láser, que da lugar acto seguido a un decrecimiento rápido de la densidad de portadores, produciendo así un pulso óptico.

La dinámica y análisis de este proceso se entienden a través de un conjunto de ecuaciones de tasa no lineales que interrelacionan la densidad de fotones (S) en la cavidad del láser con la densidad de portadores (n)²⁵. Una forma de escribir dichas ecuaciones es de la siguiente manera:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{j(t)}{q \cdot d} - g_0(n - n_t)S - \frac{n}{\tau_s} \quad 36)$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma g_0(n - n_t)S - \frac{S}{\tau_{ph}} + \frac{\beta \Gamma n}{\tau_s} \quad 37)$$

Donde n_t es la densidad de transparencia, g_0 el coeficiente de ganancia diferencial, β el factor de acoplamiento instantáneo, q la carga del electrón, d el ancho de la capa activa, $j(t)$ la densidad de corriente, Γ el factor de confinamiento óptico y τ_s y τ_{ph} el tiempo de vida de los portadores y fotones, respectivamente.

A partir de estas ecuaciones, la ganancia se asume proporcional a la concentración de portadores. Además, no tienen en cuenta la distribución de la densidad de fotones

entre los modos de la cavidad, por lo que únicamente tienen validez en el caso de emplear un láser monomodo, que es nuestro caso.

Por su parte, la densidad de corriente en el caso de *Gain Switching* se entiende como un tren de pulsos eléctricos, mientras que el tiempo de vida de los fotones, de significativa importancia, como se puede ver en (37), se puede expresar como:

$$\tau_{ph} = \frac{1}{v_g(\alpha_m - \alpha_i)} \quad (38)$$

Donde v_g es la velocidad grupal y α_m y α_i las pérdidas de los espejos y pérdidas internas, respectivamente.

Por otro lado, al hablar de pulsos ópticos generados por el láser a través de este modo de operación, podemos describirlos como la combinación de dos curvas exponenciales, con distinta constante de tiempo (τ_r en el flanco de subida y τ_f en el de bajada). El flanco de bajada presenta una caída exponencial constante que suele prolongarse en el tiempo durante 2-3 veces el tiempo de subida. De este modo, la duración del pulso está limitada por la tasa de transferencia de energía entre la población de electrones y fotones. Aproximando el tiempo de subida según la siguiente expresión:

$$\tau_r \approx \frac{eV}{Q\Gamma g_0} \quad (39)$$

Se puede observar cómo el tiempo de subida del pulso es inversamente proporcional a la carga neta Q transferida por el pulso eléctrico. Por su parte, el tiempo de bajada depende de cómo de por debajo disminuya la densidad de portadores por debajo de su umbral tras aplicar el pulso eléctrico. De todo lo anterior, se puede deducir que la respuesta temporal de los pulsos en *Gain Switching* mejora a medida que el coeficiente de ganancia diferencial (g_0) incrementa.

Para observar el efecto producido por un láser operando en *Gain Switching*, es posible simular las ecuaciones de tasa (36) y (37). Sin embargo, el alcance de este TFG no incluye estas simulaciones debido a su elevada complejidad. De todos modos, se han observado datos extraídos de estudios que incluyen estas simulaciones, que dan lugar a fenómenos que sí se van a comentar.

Así, se ha observado cómo el principal parámetro que afecta al ancho de pulso óptico y la potencia óptica máxima alcanzada es la densidad de portadores inicial (n_i). Se ha probado cómo este parámetro depende de la corriente inicial de polarización e incrementa según el ratio I_{FINAL}/I_{UMBRAL} , donde la primera corresponde a la intensidad máxima aplicada en el pulso, y la segunda es la corriente umbral del láser. Hay que destacar que el máximo valor de densidad inicial de portadores alcanzable está limitado por parámetros fundamentales del láser, tales como el coeficiente de ganancia

diferencial, el factor de emisión espontánea y las pérdidas de la cavidad. Con todo lo anterior, se ha observado como el pulso óptico generado resulta asimétrico, donde el tiempo de subida suele ser entre 1.5 y 2 veces más corto que el de bajada (Figura 26).

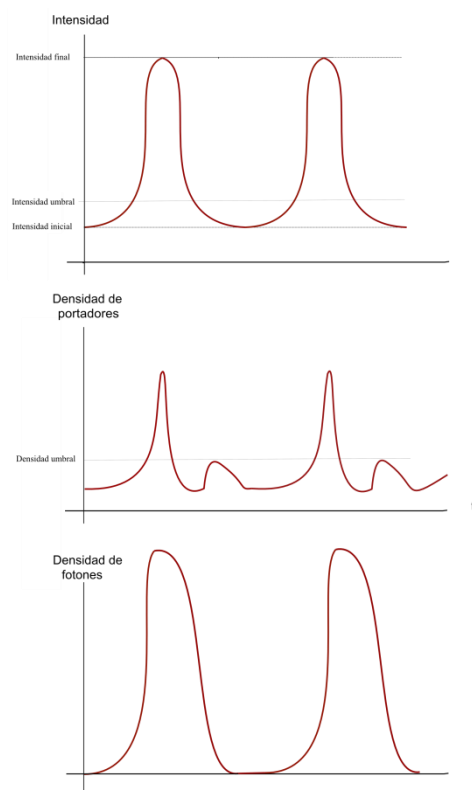


Figura 26. Gain Switching. Representación temporal del proceso de generación de pulsos ópticos en cuanto a intensidad aplicada, densidad de portadores y densidad de fotones

Otro aspecto que se ha observado es un incremento de la potencia óptica máxima y una disminución del ancho de pulso para valores altos de amplitud de corriente de modulación. Asimismo, se ha demostrado cómo existe un nivel óptimo de corriente inicial de polarización que minimiza el ancho del pulso. Este punto se sitúa, generalmente, ligeramente por encima de la intensidad umbral del láser. Ha sido observado también cómo, a la hora polarizar al láser, a medida que nos alejamos por encima del nivel óptimo, el pulso óptico resultante se caracteriza por una mayor anchura y una potencia máxima menor.

Por otro lado, hay que decir que también se ha visto como la frecuencia de repetición de los pulsos (que es igual a la frecuencia de la señal que modula el láser) puede tener influencia en el ancho y potencia óptica máxima de los pulsos generados en caso de ser mayor al ancho de banda de la ganancia del láser. Así, si esto ocurre, los pulsos generados tendrán mayor ancho y menor potencia máxima. Esto es debido a que la profundidad de modulación de la densidad de portadores (que es la diferencia entre su

valor máximo y su valor final) tiende a cero cuando la frecuencia tiende a su vez a infinito, debido a la respuesta en frecuencia del dispositivo láser.

Finalmente, el último aspecto al que se va a hacer mención es la relación lineal que ha sido demostrada entre el ancho de pulso y la longitud de la cavidad del láser. Varios experimentos han probado cómo el ancho de estos pulsos es del orden de varios períodos de vuelta (o *round-trip*) de la cavidad.

Con todos estos experimentos y resultados obtenidos, se ha establecido un ancho de pulso típico que oscila en un rango entre 20 y 30 ps. No obstante, optimizando el proceso (por ejemplo, aplicando la intensidad inicial justo por encima de la intensidad umbral) se han conseguido anchos de pulso de hasta 7ps²⁶. Por su parte, el valor máximo de potencia óptica de los pulsos generados a través de *Gain Switching* es variable en función del láser empleado: tomando un ejemplo, se ha probado cómo dicha potencia máxima puede oscilar entre 0,1 y 1 W (para aquellos que emiten a una longitud de onda de 850 nm) o entre 10 y 100 mW, en el caso de los láser de InGaAsP.

4. IMPLEMENTACIÓN Y RESULTADOS EXPERIMENTALES

4.1. Introducción

La implementación de los montajes se hará de acuerdo a los tres métodos de implementación de un OFCG que se van a estudiar en este TFG: láser monomodo + modulación de fase, láser monomodo + modulación de amplitud y láser operando en *Gain Switching*.

Para cada uno de estos métodos se estudiarán diversos casos, modificando parámetros o regímenes de funcionamiento, que arrojaran los primeros resultados reales de este TFG. Estos resultados serán cotejados con simulaciones, con el fin de obtener una visión más completa y compacta del sistema, para finalmente poder evaluar de manera crítica los datos obtenidos para sacar conclusiones según cada caso.

En primer lugar, para los dos primeros métodos, se estudiará y experimentará con tres tipos distintos de señales de modulación: una señal sinusoidal, y dos señales cuadradas, pero una con un ciclo de trabajo del 50% y otra con un ciclo de trabajo del 0,01% (que en la práctica consideraremos un pulso eléctrico). En el caso de la modulación de amplitud también se estudiará el efecto de la variación del punto de polarización a la hora de implementar un OFCG.

En segundo lugar, se implementará un láser operando en *Gain Switching*, para lo cual se modulará con las mismas señales moduladoras mencionadas previamente. En este caso no se aplicará ningún tipo de modulación externa adicional, observando únicamente los efectos de modificar la corriente de polarización del láser.

Por último, se experimentará con un nuevo montaje que complementará a cada uno de los casos anteriores: utilizar un amplificador para saturar la señal sinusoidal. Este es un caso particular, distinto a los anteriores, puesto que el proceso es puramente experimental y plantea la posibilidad de convertir una señal sinusoidal en cuadrada sin necesidad de generadores específicos de onda cuadrada.

De cualquier modo, en todos los casos contemplados, los resultados experimentales irán siempre acompañados de un análisis crítico de los mismos.

4.2. Estudio independiente de las técnicas de implementación de un OFCG

4.2.1. Metodología experimental

Para implementar los siguientes montajes, se va a hacer uso de distintos elementos, así como instrumental de laboratorio.

En primer lugar, para la generación de las señales moduladoras, se hará uso de dos generadores de funciones: uno de ondas sinusoidales (Hewlett-Packard 83712A, con ancho de banda entre 10 MHz y 20 GHz), y otro de ondas cuadradas (Hewlett-Packard 8133A, con ancho de banda entre 0 y 3 GHz) para generar las señales con la frecuencia y ciclo de trabajo adecuado en cada caso. Del mismo modo, se hará uso de un amplificador de tensión con el que se saturará la señal sinusoidal moduladora (Cernex CBL02403050-01, de ancho de banda entre 2 y 40 GHz y ganancia de 30 dBm).

En apartados anteriores se ha hablado del láser como el núcleo del OFCG, y en este caso no será menos. El láser que se empleará será el comentado previamente (Eblana Photonics EP 1550-DM-HAA incrustado dentro de un encapsulado butterfly (Figura 27)). Se trata de un láser infrarrojo, que emite a una longitud de onda de 1542 nm, lo que corresponde con una frecuencia de aproximadamente 192 THz. El láser quedará polarizado por una intensidad (I_{BIAS}) generada por una fuente de corriente que en la mayoría de los casos será de 60mA, mientras que la resistencia del termistor (que regula la temperatura del láser) estará fijada en 10 K Ω , resistencia que a su vez fija la longitud de onda central a los 1542 nm mencionados con anterioridad.



Figura 27. Láser Discrete Mode EP 1550-DM-HAA incrustado en un encapsulado butterfly

Por otro lado, se hará uso de dos moduladores ópticos: uno de fase (con un ancho de banda de 10 GHz y pérdidas de inserción de 3,5-4 dBm) y otro de amplitud (cuyo

ancho de banda es 20 GHz y las pérdidas de inserción de 5-6 dBm). En los casos de modulación, el láser actuará como generador de la señal portadora, la cual entrará en los moduladores y se verá afectada, de distinta manera, en función de la señal moduladora que en cada caso se introducirá en el modulador. En estos casos, el láser no estará modulado de ninguna manera, al contrario que ocurre al implementar *Gain Switching*. En esta ocasión, no se hará uso de ninguno de los moduladores: las propias señales moduladoras son las que actúan sobre el láser, y las que imponen al láser trabajar en este modo de operación, dependiendo también de la intensidad de polarización del láser. En la Figura 28 se muestra un cuadro esquemático general de las etapas y pasos a seguir para cada procedimiento.

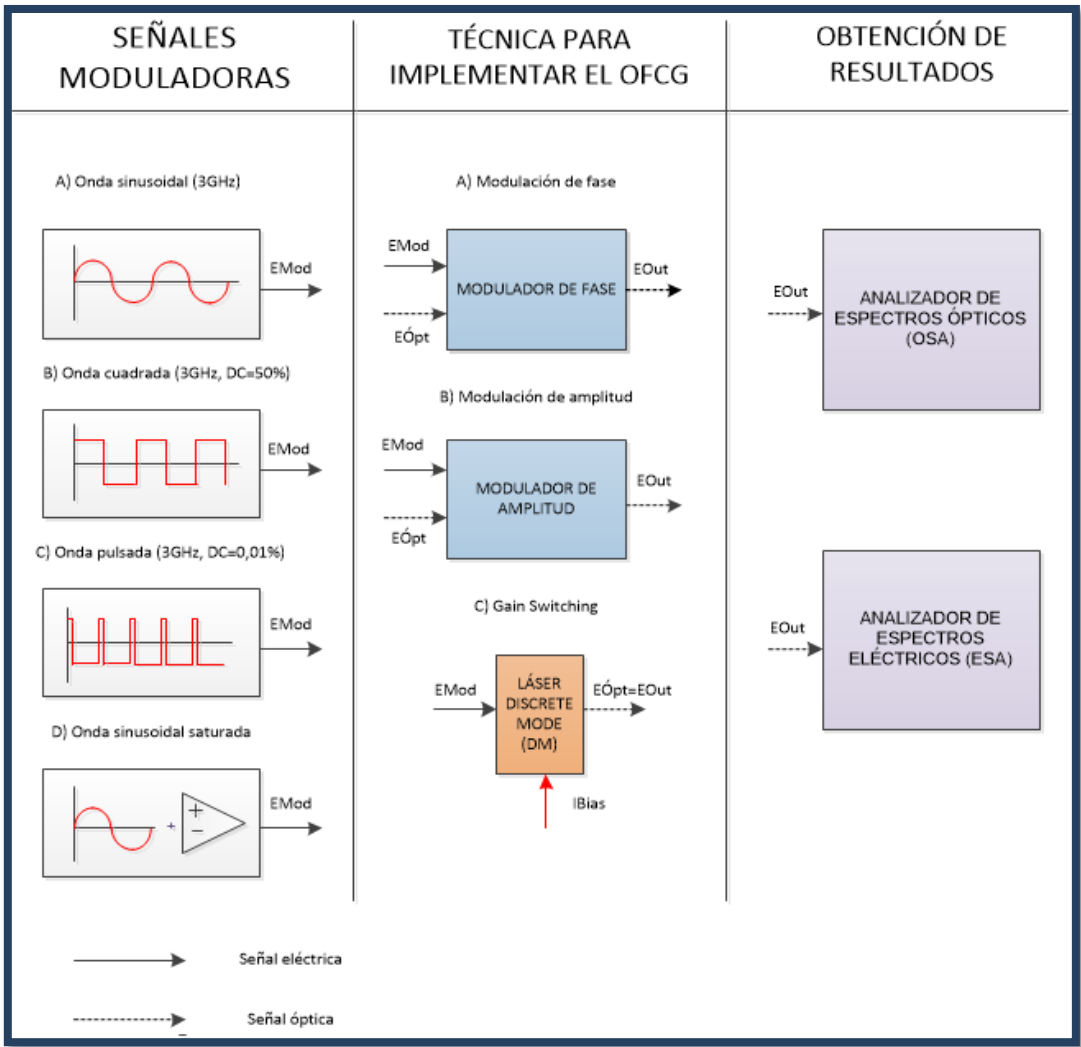


Figura 28. Esquemático general de los montajes a implementar: A) Modulación de fase con las distintas señales moduladoras. B) Modulación de amplitud, con las mismas señales que para la modulación de fase. C) Gain Switching, modulando el láser con la misma terna de señales que en los casos anteriores. Los resultados de todos los casos se mostrarán por la pantalla de un analizador de espectros ópticos y eléctricos

Finalmente, los resultados de las señales de salida, que en los casos de modulación será la señal óptica modulada, y en *Gain Switching* será la señal emitida por el propio láser, será representada y analizada en dos instrumentos de medida: un analizador de espectros ópticos (OSA) (Yokogawa AQ6370B, con ancho de banda entre 600 y 1700 nm) y un analizador de espectros eléctricos (ESA) (Agilent Technologies EXA 9010A, con ancho de banda entre 9 KHz y 26,5 GHz), en éste último tras la detección y conversión de la potencia óptica en eléctrica con un fotodiodo U2T XPDV2020R con ancho de banda de 50 GHz.

Como se ha calculado en apartados anteriores, la resolución máxima del OSA ronda en torno a 2,5-3 GHz, motivo por el cual en algunas ocasiones nuestras medidas no van a disponer de la claridad suficiente (no hay que olvidar que olvidar, por ejemplo, que la frecuencia máxima del generador de onda cuadrada es de 3 GHz) ya que cuando existan grandes diferencias de potencia en los modos del peine dichos modos no podrán ser dibujados de la forma más correcta y se medirá la envolvente.

En el caso del ESA, observaremos el espectro en frecuencia (fotodetectado) de cada uno de los armónicos de la señal resultante a distintas frecuencias desde un origen. No obstante, lo que ocurre en realidad es que todos los modos se batan entre sí (por ejemplo, a una frecuencia nf_M , aparecerán la suma de todos los modos separados n veces esta frecuencia del armónico fundamental). Cabe decir que el análisis cuantitativo del batido de modos es complejo, y no entrará dentro de este TFG, ajustándonos únicamente a un análisis cualitativo de los resultados del ESA.

Con el fin de obtener unos resultados razonables desde un punto de vista cualitativo, se acoplará al ESA el mismo amplificador empleado para saturar la onda sinusoidal (salvo en el caso de usar como señal moduladora la señal sinusoidal saturada, puesto que no disponemos de dos modelos, con la consiguiente reducción de potencia de los armónicos para este caso en comparación con los demás). No hay que olvidar que al fotodetectar la potencia óptica (a través de un fotodiodo) y convertirla en corriente eléctrica, existirá una gran diferencia entre dicho valor de potencia óptica y el valor de potencia eléctrica generada en el ESA (la relación está en torno a 0 dBm de potencia óptica equivalente a aproximadamente -33 dBm de potencia eléctrica en el ESA, para una responsividad del fotodiodo de 0,1 A/W en la banda de trabajo, sin contar las pérdidas adicionales asociadas a toda conversión óptica-eléctrica). Éste es otro motivo por el que el análisis de la potencia de los diversos armónicos en el ESA se llevará a cabo únicamente de manera cualitativa, con el único fin de identificar si la distribución de potencia eléctrica (y sus órdenes de magnitud) entre las componentes en frecuencia de la señal es razonable, puesto que esta potencia eléctrica se reparte entre todos los armónicos que aparecen consecuencia del batido de modos comentado con anterioridad.

Por su parte, las simulaciones teóricas se llevarán a cabo empleando el software Matlab. Se realizarán simulaciones del espectro óptico en frecuencia de las señales de modulación y de las señales moduladas generadas, que serán incluidas también en nuestro análisis.

Para realizar las simulaciones en Matlab, se van emplear unidades normalizadas en frecuencia (dB/Hz). Estas unidades se suelen utilizar para independizar los resultados teóricos del ancho de banda usado. Como en nuestro caso, tanto en el OSA como en el ESA las mediciones de potencia se efectúan en dBm, es necesario llevar a cabo unos sencillos cálculos con el fin de establecer una referencia para poder realizar comparaciones lógicas entre lo visualizado en el OSA y las simulaciones.

En primer lugar, hay que partir de los datos sobre densidad de potencia del OSA, que en nuestro caso especifica que -52,6 dBm son -34,55 dBm/THz, y traduciéndolo a hercios, obtenemos -154,55 dBm/Hz. Finalmente, teniendo en cuenta que:

$$P(dB) = P(dBm) + 30 \quad 40)$$

Concluimos finalmente que -52,6 dBm equivalen a -124,55 dB/Hz.

No obstante, al igual que en el caso de las comparaciones de potencia entre OSA y ESA, entre simulaciones y OSA las comparaciones también tendrán un carácter meramente cualitativo. Así, no se entrará en detalles numéricos, limitándonos exclusivamente a analizar la distribución de potencia entre armónicos y sus órdenes de magnitud en potencia.

Como señales de modulación se van a emplear tres tipos de señales distintas (Figura 28). A continuación se van a presentar las señales de simulación, describiendo sus parámetros característicos y representando su simulación en los dominios de tiempo y frecuencia y la medida experimental del espectro en frecuencia en el ESA. Para la medida de las señales de modulación en el ESA se ha introducido un atenuador de 20 dB con el fin de evitar potencias de entrada cercanas al máximo permitido (30 dBm).

Un breve análisis y discusión de su comportamiento real será incluido también, con el fin de dotar de consistencia a los resultados posteriores que se obtendrán en base a estas señales.

A) Onda sinusoidal

- Frecuencia = 3 GHz
- Voltaje eficaz = 1,65 V
- Potencia eléctrica teórica equivalente (para una impedancia de referencia del sistema de 50 Ω) \approx 17,4 dBm

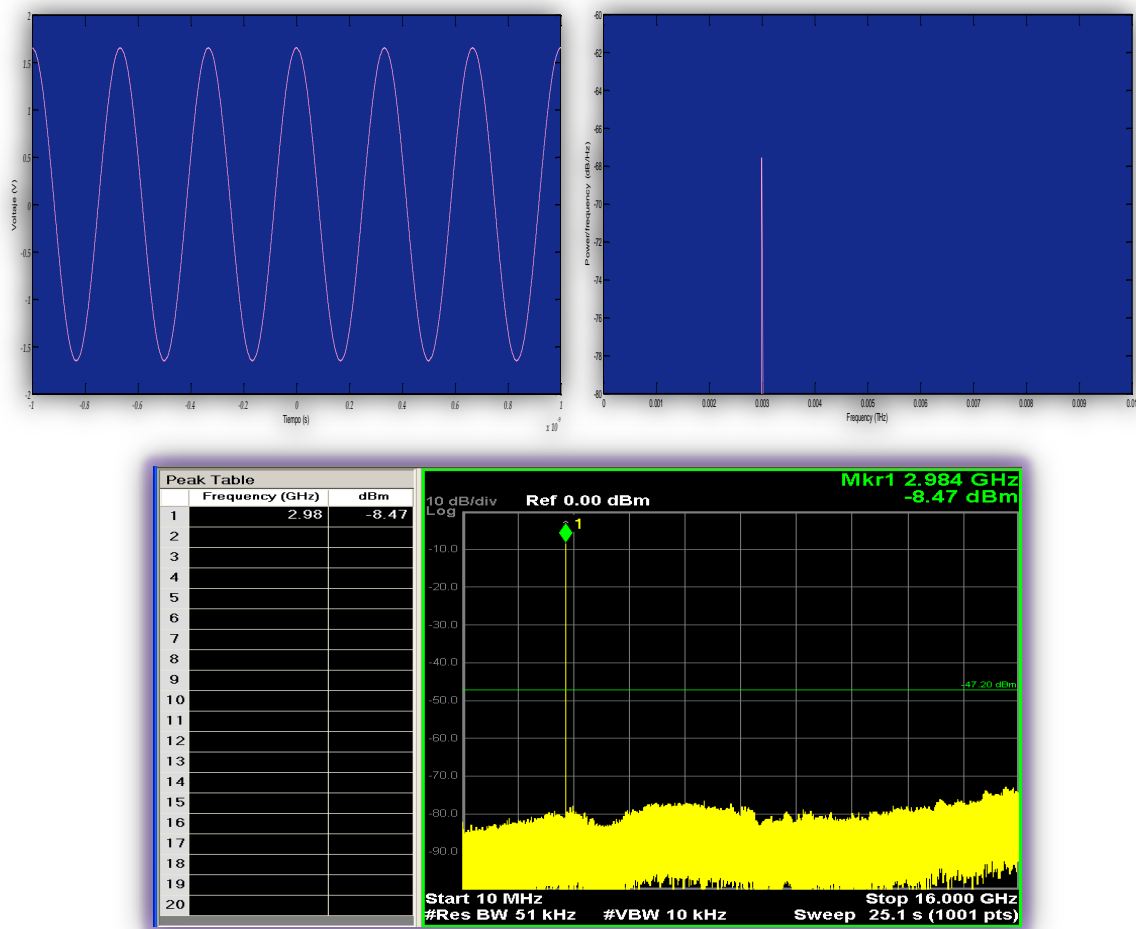


Figura 29. Representación gráfica de la onda sinusoidal moduladora. Arriba, representación en el dominio del tiempo (izquierda) y frecuencia (derecha) simulado en Matlab. Abajo, graficado sobre el ESA, representación real en el dominio de la frecuencia

En referencia a las gráficas representadas en la Figura 29, se aprecia el efecto del atenuador (de ahí las grandes diferencias entre los valor teóricos y los representados), así como la similitud de los espectros de forma cualitativa.

B) Onda cuadrada

- Frecuencia = 3 GHz
- Voltaje eficaz = 1,65 V
- Ciclo de trabajo = 50%
- Potencia eléctrica teórica equivalente (para una impedancia de referencia del sistema de 50 Ω) = 17,4 dBm

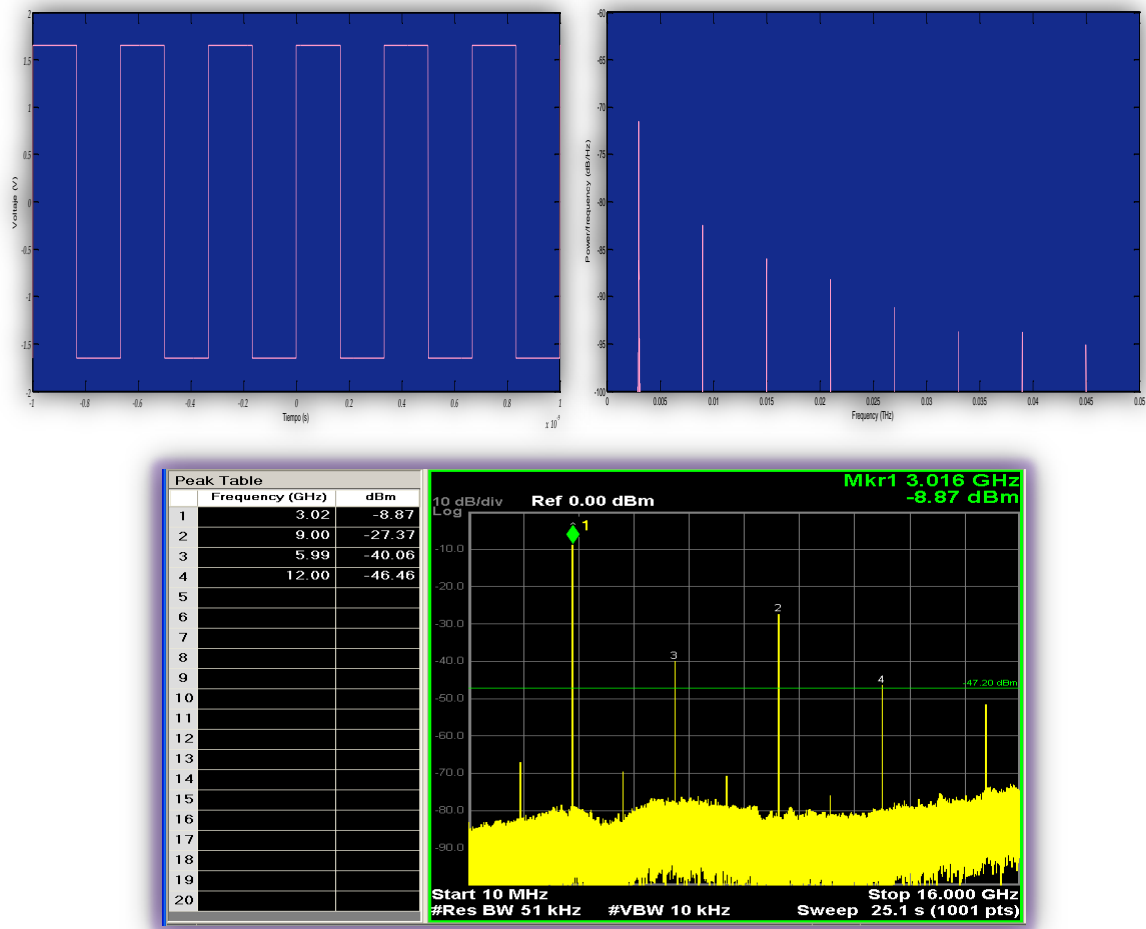


Figura 30. Representación gráfica de la onda cuadrada moduladora con ciclo de trabajo del 50%. Arriba, representación en el dominio del tiempo (izquierda) y frecuencia (derecha) simulado en Matlab. Abajo, graficado sobre el ESA, representación real en el dominio de la frecuencia

En la Figura 30 se observa la importancia de los armónicos impares que forman la onda cuadrada: esto es, únicamente los armónicos que son múltiplos impares de la frecuencia fundamental de la señal (3, 5, 7...) tienen importancia o son relevantes, de acuerdo a la expansión de Fourier:

$$X_M(t) = A_M \frac{4}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin(2\pi(2k-1)f_M t)}{(2k-1)} \quad (41)$$

Este hecho se aprecia claramente en la simulación teórica. No obstante, en la visualización real en el ESA se aprecian armónicos de orden par. La razón de esto es la propia limitación del generador de onda cuadrada para generar una onda de este tipo perfecta, y más aún a altas frecuencias. Este factor no ideal será de significativa importancia a la hora de estudiar la aplicación de una onda cuadrada moduladora para implementar un OFCG, como se podrá ver en apartados posteriores.

C) Onda pulsada

- Frecuencia = 3 GHz
- Voltaje eficaz = 1,65 V
- Ciclo de trabajo = 0,01%
- Potencia eléctrica teórica equivalente (para una impedancia de referencia del sistema de 50 Ω) = 17,4 dBm

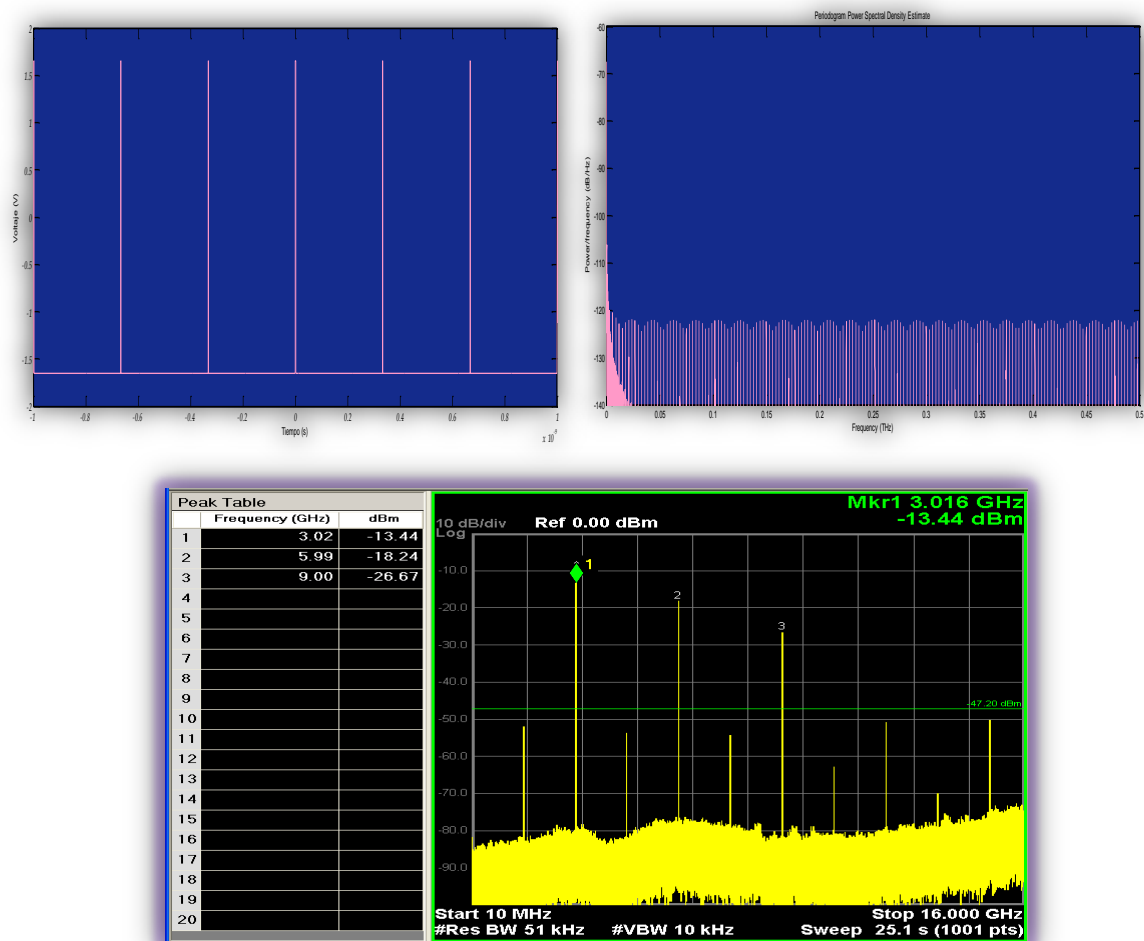


Figura 31. Representación gráfica de la onda pulsada moduladora con ciclo de trabajo del 0,01%. Arriba, representación en el dominio del tiempo (izquierda) y frecuencia (derecha) simulado en Matlab. Abajo, graficado sobre el ESA, representación real en el dominio de la frecuencia

En este caso, se aprecia en la Figura 31 cómo el espectro en frecuencia simulado no se corresponde con el espectro obtenido experimentalmente. En la simulación se aprecia el espectro ideal de una señal pulsada: muchos armónicos, donde la potencia es baja puesto que está repartida entre todos. Sin embargo, en realidad, y como se aprecia en el ESA, no es este espectro el que obtenemos. De nuevo chocamos con las limitaciones del generador de onda cuadrada, puesto que como se ve, la potencia no está distribuida de

manera uniforme entre todos los armónicos: de hecho, podemos asegurar que esta supuesta onda pulsada generada se acerca mucho más a una onda cuadrada pura que a un pulso.

Además, si hacemos un cálculo orientativo de la potencia total de la señal, se obtiene aproximadamente en torno a la mitad de la obtenida en la onda cuadrada. No obstante, hay que mencionar que la potencia está algo más repartida entre los distintos armónicos que en el caso de la onda cuadrada.

Todos estos factores nos llevan a pensar que la señal con la que estamos tratando no es un pulso eléctrico propiamente dicho, sino una señal cuadrada pero con un ciclo de trabajo inferior al 50% (mediante distintas pruebas sobre el generador se ha estimado que el ciclo de trabajo se sitúa entre el 20% y 30%). Este es un factor de suma importancia a la hora de analizar las simulaciones y los resultados experimentales para extraer conclusiones, como se va a poder ver en los siguientes apartados.

4.2.2. Modulación electroóptica de fase

4.2.2.1. *Montaje experimental*

Para aplicar la modulación electroóptica de fase se hará uso de las tres señales moduladoras explicadas previamente, así como del montaje que incluye un amplificador para saturar la onda sinusoidal. Por su parte, el láser será polarizado con una I_{BIAS} de 60 mA y una $R(T)$ de 10 K Ω , sin modulación alguna. La señal óptica portadora estará conectada a la entrada óptica del modulador de fase, mientras que por su entrada eléctrica entrará la señal de modulación correspondiente, viéndose la primera modificada de acuerdo a la última (Figura 32):

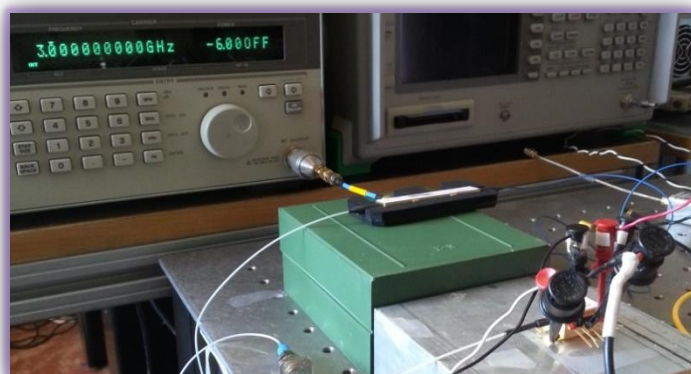


Figura 32. Montaje implementado en el laboratorio para la modulación electroóptica de fase

El resultado será una señal óptica modulada, cuyos resultados visualizados en el OSA y ESA analizaremos a continuación. Un esquemático por bloques queda ilustrado a continuación en la Figura 33.

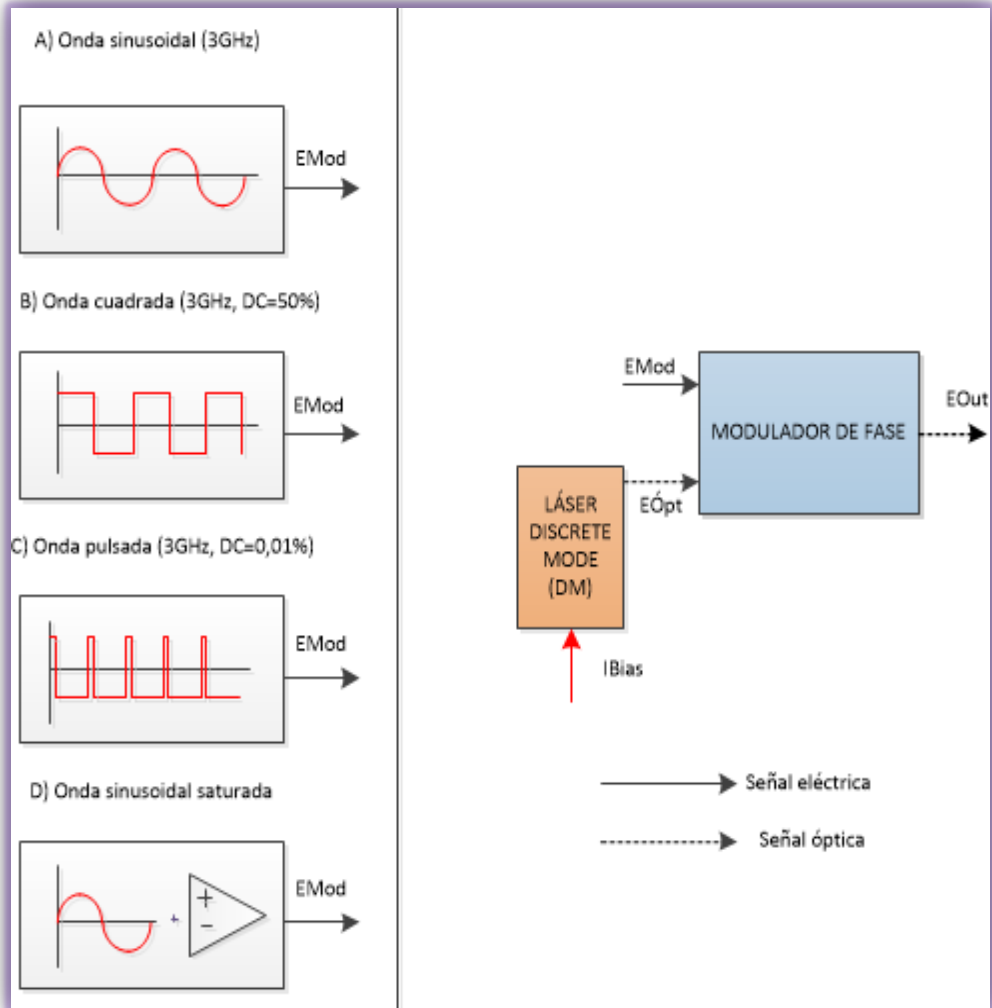


Figura 33. Esquemático del montaje experimental de la modulación electroóptica de fase

4.2.2.2. Simulaciones, resultados experimentales y primeros análisis

A) Modulación con onda sinusoidal ($f = 3 \text{ GHz}$, $V_{\text{EFICAZ}} = 1,65 \text{ V}$)

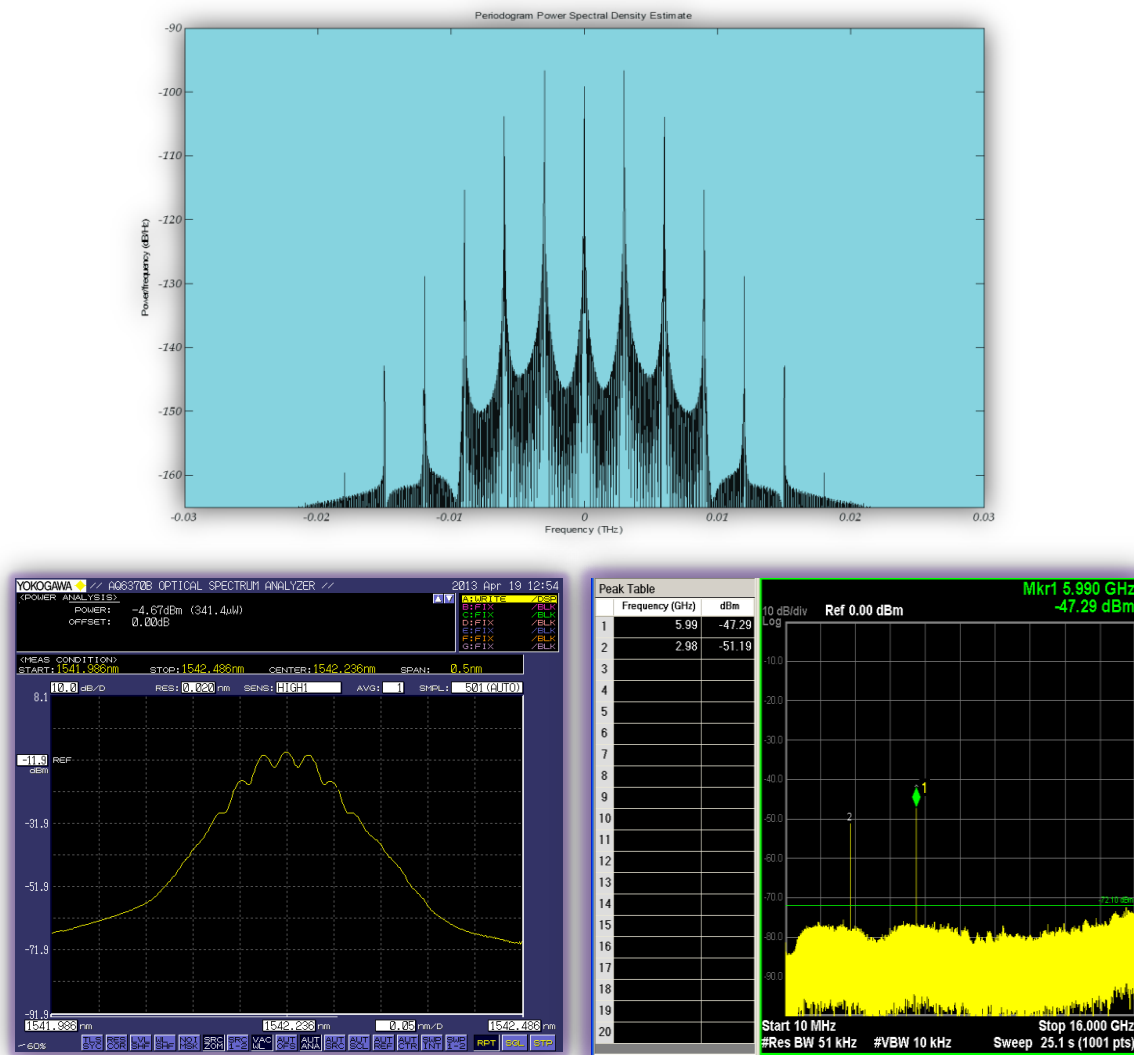


Figura 34. Resultados de la modulación electroóptica de fase con onda sinusoidal. Arriba, simulación. Abajo, resultados experimentales: a la izquierda, visualización en el OSA con span de 0,5 nm; a la derecha, en el ESA

Si comparamos la visualización del OSA con la simulación de la Figura 34 podemos apreciar las similitudes, sobre todo en el armónico correspondiente a la frecuencia de la portadora (0) y en los armónicos fundamentales que generan el OFC ($-1/+1$), situados a f_c y a $f_c \pm f_m$, respectivamente. Hay que mencionar que, en las simulaciones, la frecuencia de la portadora ha sido desplazada a banda base, y que como se aprecia, existe una ligera discrepancia, puesto que su modo está levemente suprimido.

La forma obtenida en la simulación se corresponde con la obtenida en la medida experimental, no siendo claramente visible el resto de armónicos debido por un lado a la resolución del OSA y por otro a la escasa potencia de los mismos. Este último hecho

se puede corroborar en la visualización del ESA, donde únicamente se aprecian los armónicos principales y secundarios de la señal modulada, que se encuentran a 3 y 6 GHz, respectivamente, de la frecuencia de la portadora óptica.

B) Modulación con onda cuadrada ($f = 3 \text{ GHz}$, $V_{\text{EFICAZ}} = 1,65 \text{ V}$, $\text{DC} = 50\%$)

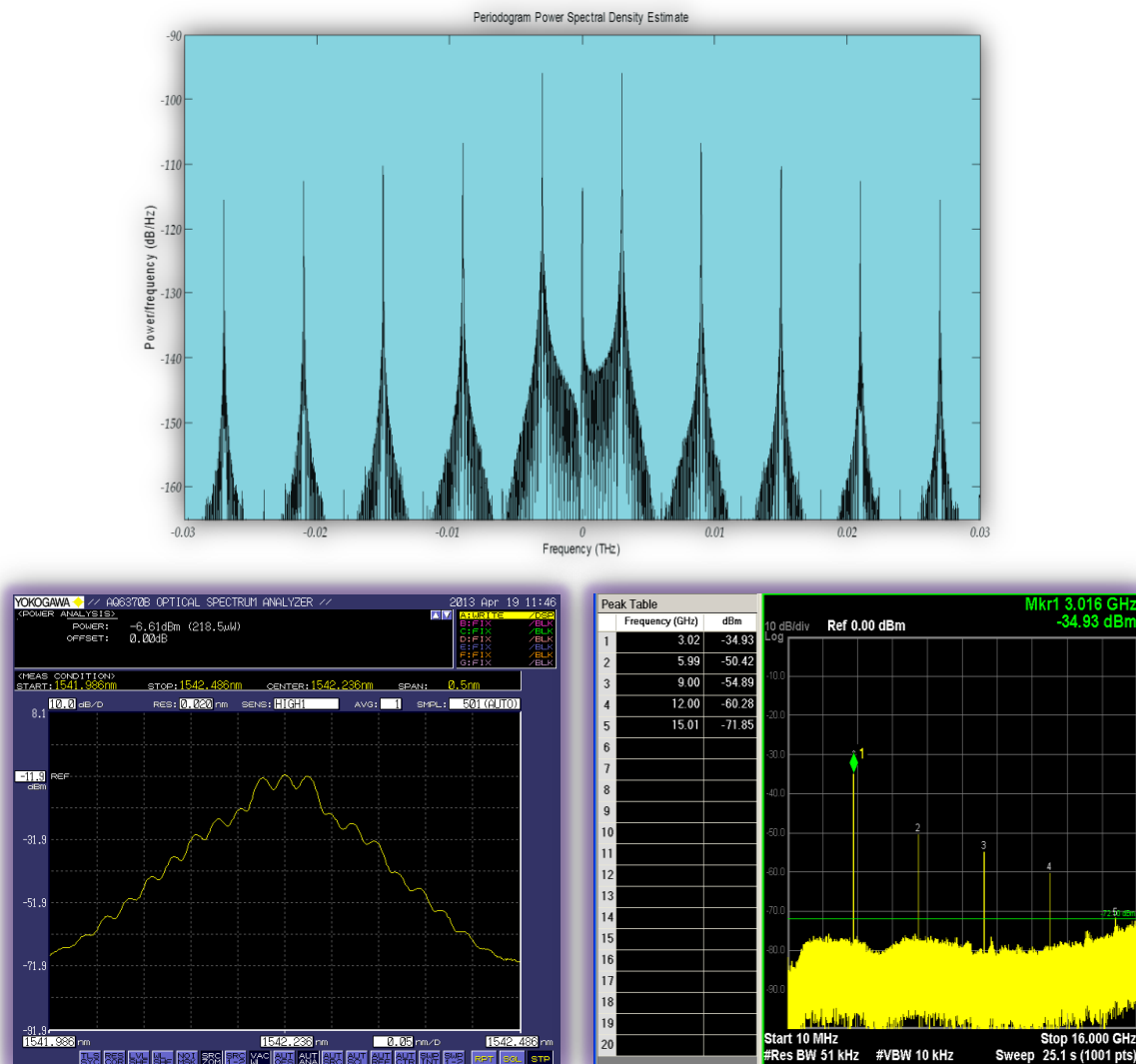


Figura 35. Representación de la modulación electroóptica de fase con onda cuadrada (DC=50%). Arriba, simulación. Abajo, resultados experimentales: a la izquierda, visualización en el OSA con span de 0,5 nm; a la derecha, en el ESA

En esta ocasión al comparar las representaciones (simulación y espectro en el OSA) de la Figura 35 se aprecia cómo se corresponde la distribución de modos así como su potencia. Nuevamente, los modos principales (el central (0) y los modos -1 y +1, situados a izquierda y derecha del central en el OSA a $f_c \pm f_m$) tienen más potencia que el resto. Se aprecia también la mayor importancia y amplitud de los armónicos impares, (+3/-3, +5/-5), con respecto a los pares inmediatamente anteriores (+2/-2, +4/-4), sin olvidar que a medida que nos alejamos en frecuencia, la potencia de los armónicos

disminuye. Este hecho se debe a que, si recordamos la Figura 30, vemos como el generador no crea una onda cuadrada perfecta, sino que aparecen armónicos pares así como algunas componentes espúreas en subarmónicos.

C) Modulación con onda pulsada ($f = 3 \text{ GHz}$, $V_{\text{EFICAZ}} = 1,65 \text{ V}$, $\text{DC} = 0,01\%$)

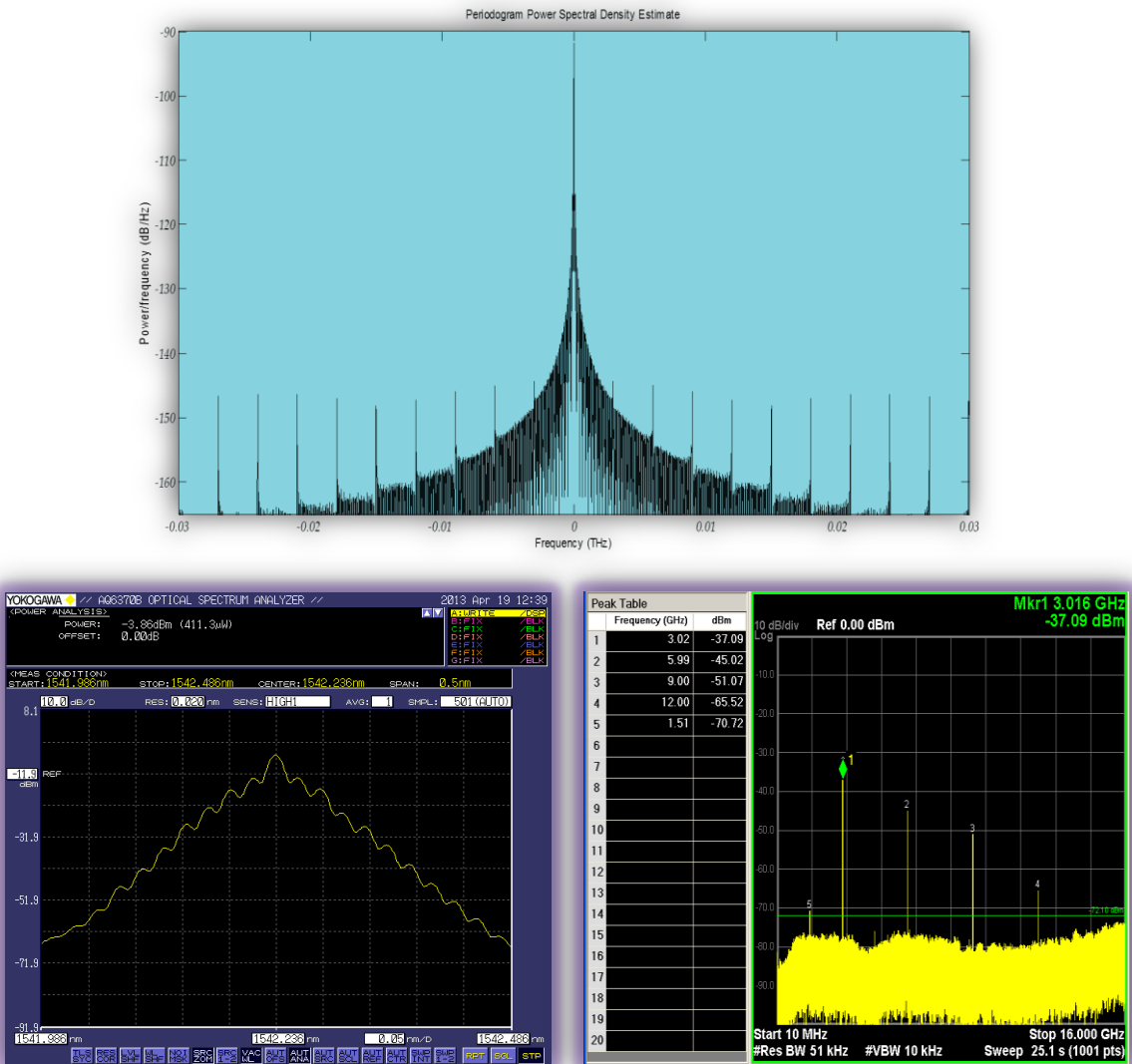


Figura 36. Representación de la modulación electroóptica de fase con onda pulsada ($\text{DC}=0,01\%$). Arriba, simulación. Abajo, resultados experimentales: a la izquierda, visualización en el OSA con span de 0,5 nm; a la derecha, en el ESA

En esta ocasión, y observando de nuevo el resultado de la simulación en la Figura 36 apreciamos las discrepancias comentadas previamente en el espectro en frecuencia entre la simulación y los resultados experimentales en el caso de modulación con onda pulsada. Es por este motivo por el que nos ceñiremos a los resultados arrojados experimentalmente, ya que son los que nos dan información del carácter real de la onda generada.

Así, se puede concluir la relación entre lo visualizado en el OSA y el ESA: se ve que el modo correspondiente a la frecuencia de la portadora prevalece sobre los modos +1 y -1 (situados a ± 3 GHz del modo principal). Además, el resto de pares de modos +2/-2, +3/-3, etc... también son visibles por su potencia, la cual es relativamente menor que la del modo principal y va disminuyendo con la distancia al modo principal. No obstante, se aprecia cómo esta distribución de potencia sigue una tendencia similar al caso de la onda cuadrada, donde los armónicos impares prevalecen sobre los pares. Por último, mencionar la aparición de algunos subarmónicos, pero de muy poca potencia, que se advierten en el ESA, y que proceden del generador de onda cuadrada.

D) Modulación con onda sinusoidal ($f = 3$ GHz) saturada con amplificador

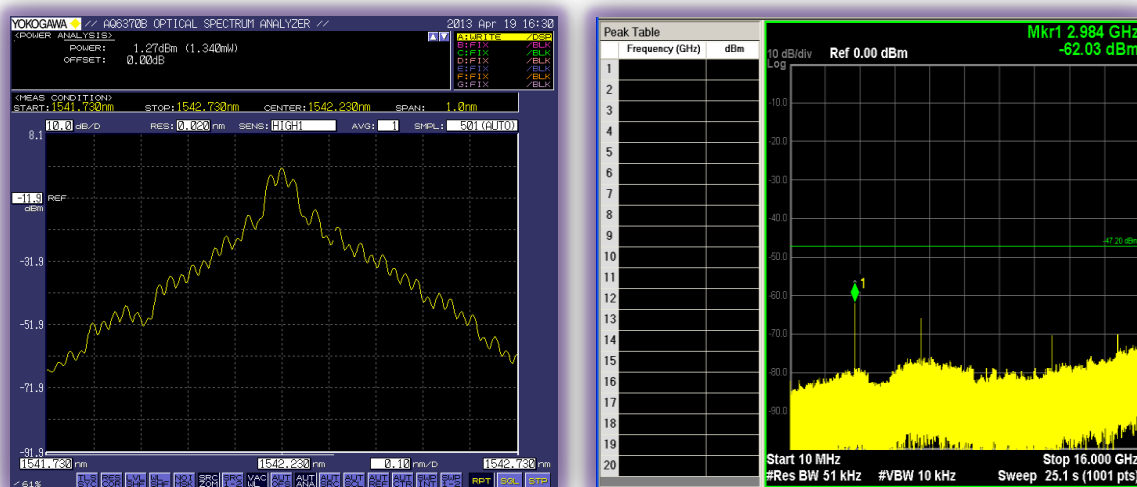


Figura 37. Resultados experimentales de la modulación electroóptica de fase con onda sinusoidal saturada con amplificador. A la izquierda, visualización en el OSA con span de 1 nm; a la derecha, en el ESA

La implementación experimental de la modulación de fase con una onda sinusoidal saturada ha arrojado unos resultados (Figura 37) donde se observa que el OFC generado tiene varios modos principales (-1, 0, 1 –siendo 0 el central-), de potencia similar. No obstante, cabe destacar la importancia que adquieren los modos de orden impar (+3/-3, +5/-5) en relación a los de orden par, teniendo por lo general más importancia y notoriedad en el espectro, tanto del OSA como del ESA (no hay que olvidar que en este caso los armónicos del ESA aparecen con menor potencia debido al no uso de amplificador en este caso), sin olvidar la tendencia de disminución de la potencia de los modos a medida que nos alejamos de la frecuencia fundamental.

Se puede apreciar cómo la forma de este OFC así como los resultados obtenidos guardan relación con el peine implementado al usar una onda cuadrada como onda

moduladora. Esto es debido a que al saturar con el amplificador la onda sinusoidal, aproximamos su comportamiento al de una onda cuadrada.

4.2.2.3. Discusión y comparación

En la Tabla 3 se muestra una comparativa entre los cuatro tipos de modulación empleadas para la modulación de fase en términos de *span* y número de modos generados.

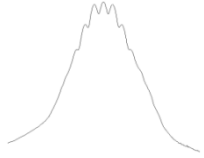
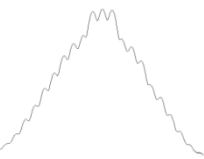
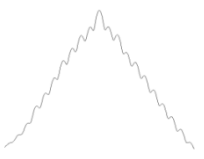
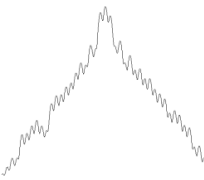
TIPO DE MODULACIÓN	<i>Span</i> (Ancho de banda equivalente)	Número de modos	Ancho de banda del OFCG
ONDA SINUSOIDAL $f = 3 \text{ GHz}$ $V_{\text{EFICAZ}} = 1,65 \text{ V}$ 	0,5 nm (62,5 GHz)	7	21 GHz
ONDA CUADRADA $f = 3 \text{ GHz},$ $V_{\text{EFICAZ}} = 1,65 \text{ V}$ DC = 50% 	0,5 nm (62,5 GHz)	17	51 GHz
ONDA PULSADA $f = 3 \text{ GHz},$ $V_{\text{EFICAZ}} = 1,65 \text{ V}$ DC = 0,01% 	0,5 nm (62,5 GHz)	18	54 GHz
ONDA SINUSOIDAL SATURADA $f = 3 \text{ GHz}$ $V_{\text{EFICAZ}} = 1,65 \text{ V}$ 	1 nm (125 GHz)	40	120 GHz

Tabla 3. Comparativa de resultados para modulación de fase

De los resultados que arroja la tabla anterior podemos afirmar la mejoría existente tanto en número de modos como en ancho de banda del OFCG a medida que empleamos señales de modulación con un mayor número de armónicos. Este hecho se puede apreciar con mayor claridad en la Figura 38.

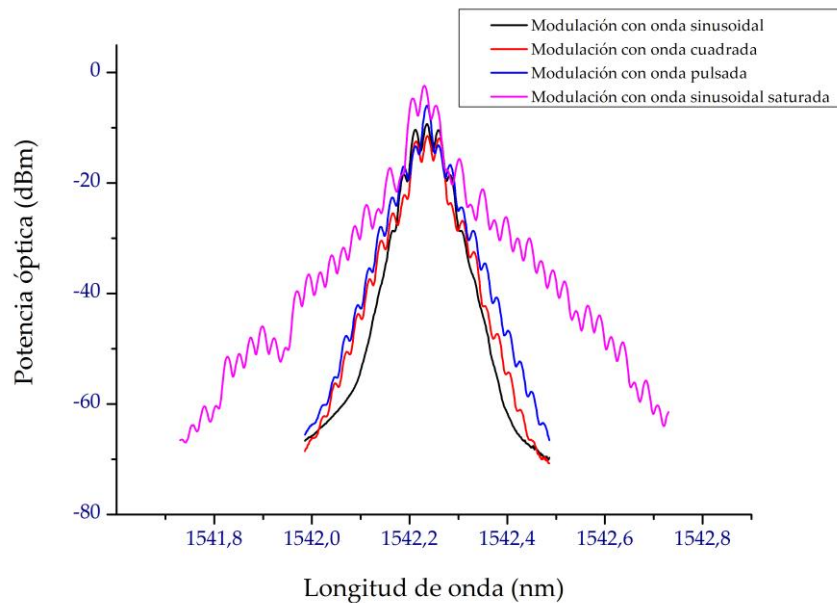


Figura 38. Comparativa de OFC's para modulación de fase

La utilización de una onda cuadrada supone una mejora en cuanto a número de modos (y potencia de los mismos) de un 140% con respecto a la modulación con onda sinusoidal, que es la más utilizada en el estado del arte (17 modos frente a 7). Se observa asimismo que emplear una onda pulsada, que en nuestro caso ya hemos dicho que debido a las limitaciones tiene más similitudes con una onda cuadrada, mantiene esta tendencia.

El resultado de mayor notoriedad es el producido al emplear una onda sinusoidal saturada, puesto que el incremento del número de modos (y por lo tanto del ancho de banda del OFCG, puesto que dichos modos están separados 3 GHz, que es la frecuencia de modulación) está por encima del 450% (40 frente a 7) respecto a la onda sinusoidal, y por encima del 100% en comparación con la onda cuadrada (40 frente a 17).

4.2.3. Modulación electroóptica de amplitud

4.2.3.1. Montaje experimental

En esta ocasión, el procedimiento será análogo al de la modulación electroóptica de fase, salvo por un detalle: se aplicará un voltaje de polarización al modulador de amplitud. El punto de cuadratura indica el punto en que la modulación en amplitud es aproximadamente lineal, y según las especificaciones del fabricante, este valor está fijado en -1,8 V. No obstante, para nuestro objetivo, será conveniente no aplicar este voltaje de cuadratura, sino otro distinto con el fin de obtener un OFC con el mayor número de modos y lo más plano posible, es decir, fuera del punto lineal, lo más no lineal posible. En la Figura 39 se puede observar un esquema por bloques que detalla este montaje, mientras que en la Figura 40 se muestra el montaje real implementado:

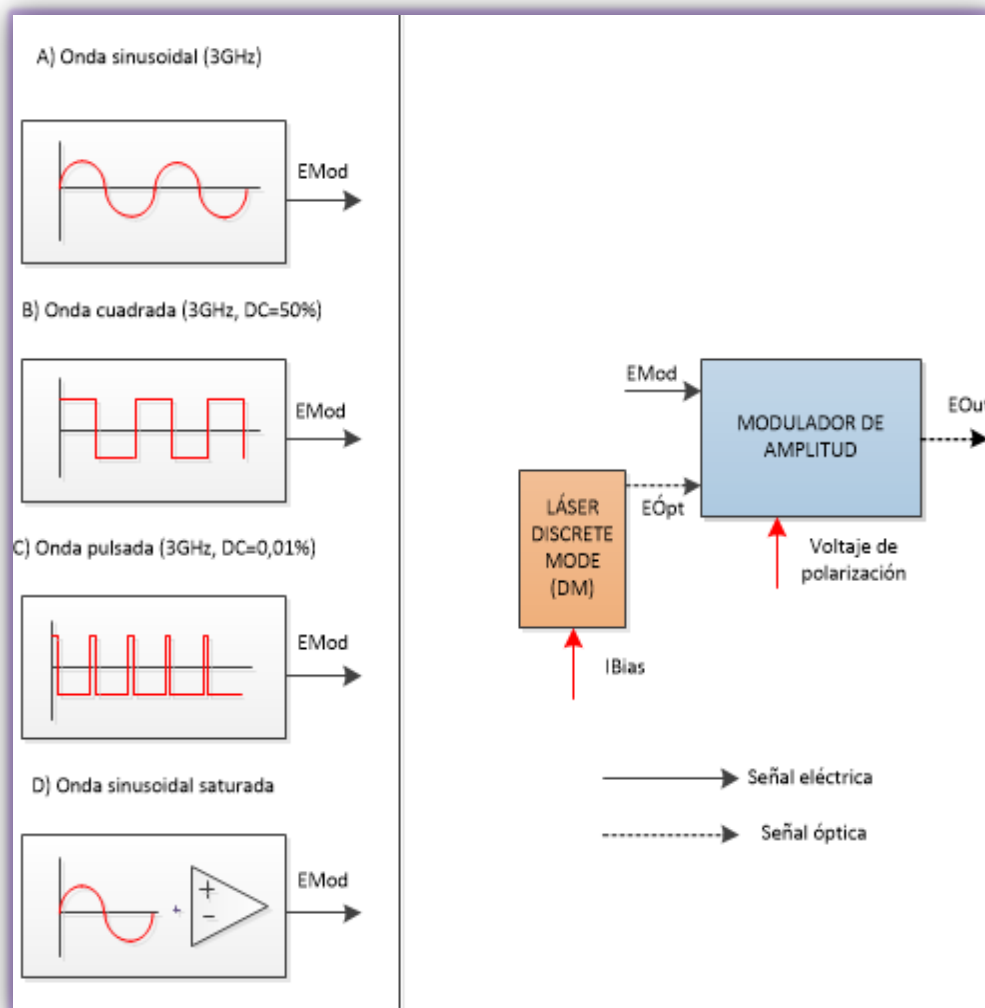


Figura 39. Esquemático del montaje experimental de la modulación electroóptica de amplitud

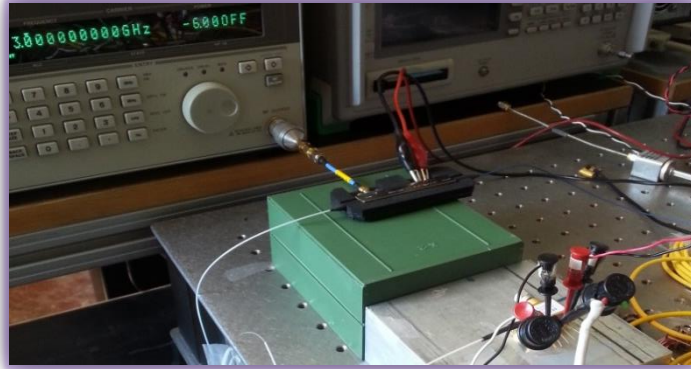


Figura 40. Montaje implementado en el laboratorio para la modulación electroóptica de amplitud

4.2.3.2. Simulaciones, resultados experimentales y primeros análisis

A) Modulación con onda sinusoidal ($f = 3 \text{ GHz}$, $V_{\text{EFICAZ}} = 1,65 \text{ V}$)

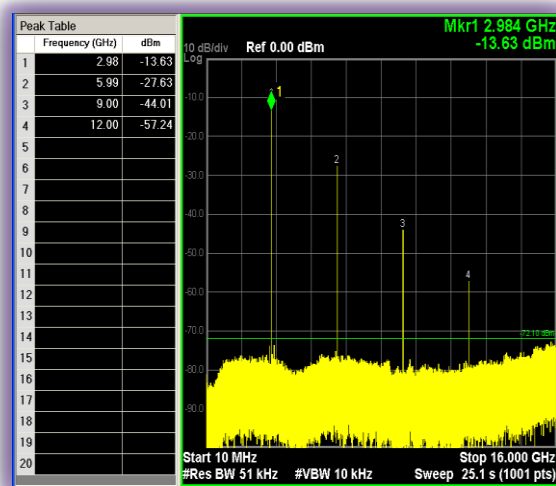
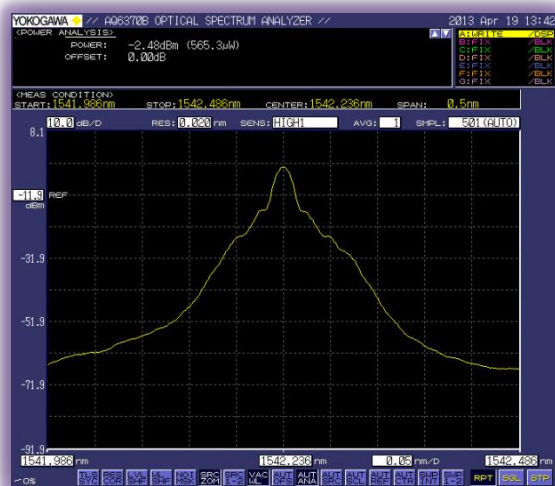
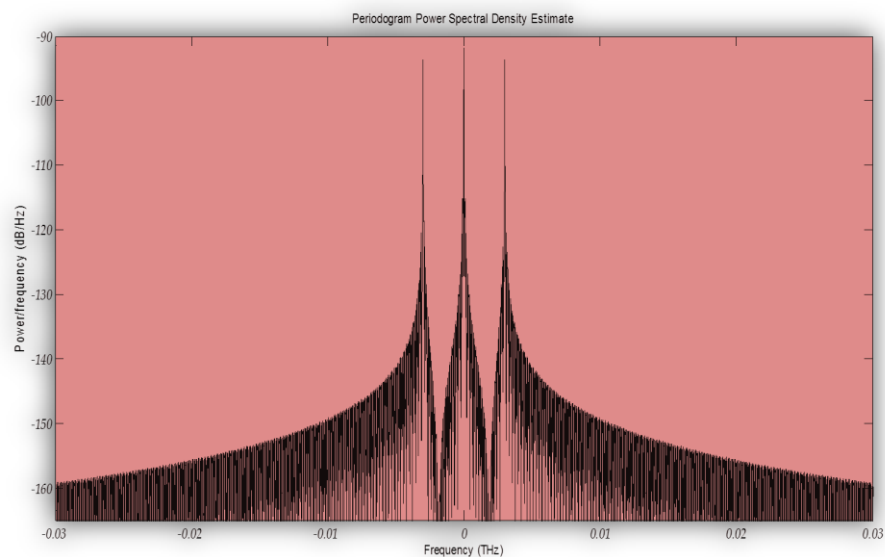




Figura 41. Representación de la modulación electroóptica de amplitud con onda sinusoidal. Arriba, simulación. En el medio, resultado experimental aplicando un voltaje de polarización al modulador de -1,8 V; abajo, aplicando 3,6 V. A la izquierda, visualización en el OSA con span de 0,5 nm; a la derecha, en el ESA

Si hacemos una comparación entre la simulación y los resultados experimentales de la Figura 41 observamos la similitud existente entre ambos OFC's. El modo principal correspondiente a la f_c prevalece sobre los modos -1/+1 (correspondientes a las bandas laterales), distribuyéndose la mayor parte de la potencia sobre ellos, aunque éstos últimos (en el caso de aplicar una tensión de cuadratura de -1,8 V) no se aprecien claramente debido a la resolución del OSA. Del mismo modo, se ve claramente como el hecho de modificar el punto de cuadratura aplicando una tensión distinta (previamente optimizada para el caso), da lugar a un incremento de la potencia de los armónicos principales de la modulación en amplitud, obteniéndose un OFC más plano que en el primer caso, lo cual es generalmente deseable.

B) Modulación con onda cuadrada ($f = 3$ GHz, $V_{EFICAZ} = 1,65$ V, DC = 50%)

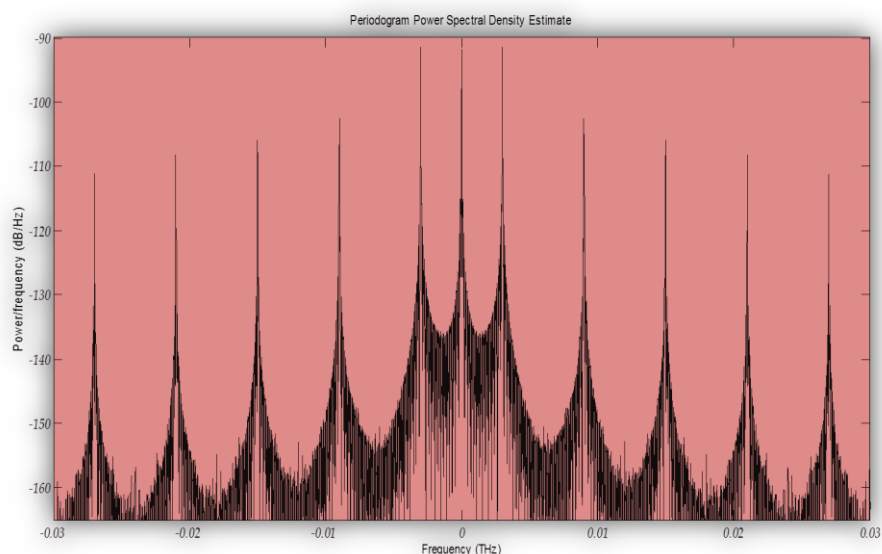




Figura 42. Representación de la modulación electroóptica de amplitud con onda cuadrada (DC=50%) aplicando una tensión de polarización de 3,6 V. Arriba, simulación. Abajo, resultados experimentales: a la izquierda, visualización en el OSA con span de 0,5 nm; a la derecha, en el ESA

La comparativa entre los resultados obtenidos en la Figura 42 muestra cómo además del modo fundamental y los principales (-1, 0, 1), aparecen más modos con mayor potencia, siendo en este caso más notables los modos impares (-3/+3, -5/+5...) que los pares, propio de la modulación con onda cuadrada. En el ESA es visible cómo, a pesar del hecho recurrente de la disminución de potencia de los armónicos a mayor frecuencia, los armónicos de orden impar tienen prácticamente la misma potencia que el armónico de orden par que le precede (no hay que olvidar la importancia de dichos armónicos pares en el ESA, tal y como ha descrito previamente, y se muestra en la Figura 30).

C) Modulación con onda pulsada ($f = 3 \text{ GHz}$, $V_{\text{EFICAZ}} = 1,65 \text{ V}$, $\text{DC} = 0,01\%$)

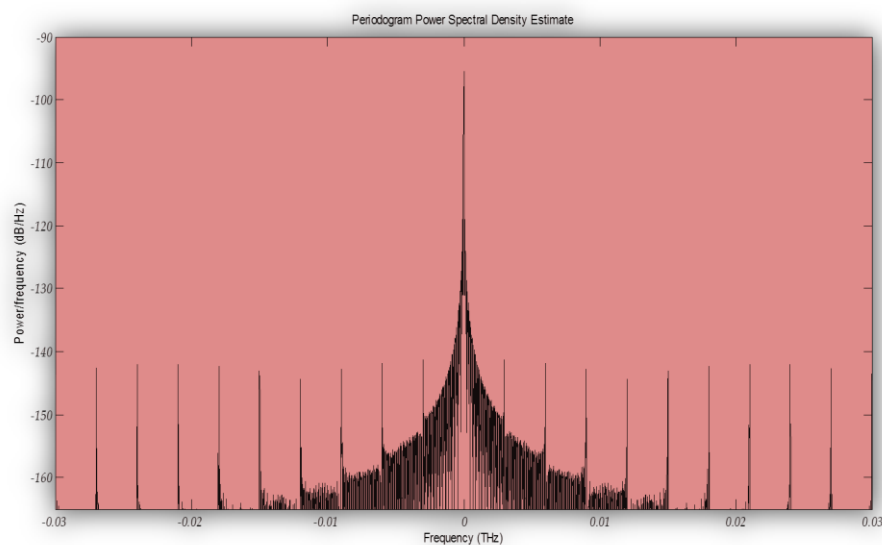




Figura 43. Resultados experimentales de la modulación electroóptica de amplitud con onda pulsada (DC=0,01%) aplicando un voltaje de polarización de 1,7 V. Arriba, simulación. Abajo, resultados experimentales: a la izquierda, visualización en el OSA con span de 0,5 nm; a la derecha, en el ESA

De nuevo, al hablar de modulación con onda pulsada aparecen las discrepancias entre la simulación y los resultados experimentales (Figura 43). Observando ésta última, se aprecia cómo al optimizar el OFC con una determinada tensión de cuadratura, obtenemos un OFC con varios modos principales (-2,-1,0,-1,-2) con valores similares de potencia. Por su parte, en el ESA se aprecia el efecto de la gran cantidad de armónicos que posee la onda pulsada y con una potencia similar, e incluso, apareciendo subarmónicos.

Es notorio cómo el hecho de que la potencia esté más repartida entre modos da lugar a más modos en el OSA, pero la existencia al mismo tiempo de subarmónicos y la incapacidad del OSA debido a su resolución de visualizarlos hace que por lo general, únicamente tengamos información de la envolvente.

D) Modulación con onda sinusoidal ($f = 3 \text{ GHz}$) saturada con amplificador

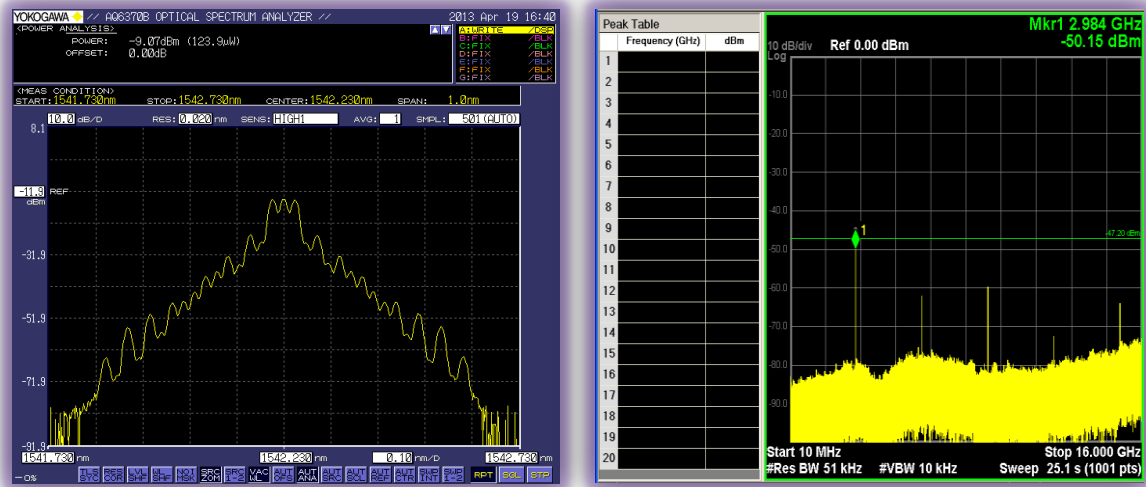


Figura 44. Resultados experimentales de la modulación electroóptica de amplitud con onda sinusoidal saturada con amplificador, aplicando una tensión de polarización de 3,6 V. A la izquierda, visualización en el OSA con span de 1nm; a la derecha, en el ESA

La visualización de los resultados en el OSA en la Figura 44 muestra un OFC donde tanto el modo fundamental como los ubicados en $f_c \pm f_m$ (-1/+1) hacen las veces de modos principales, con una potencia similar. No obstante, hay que destacar de nuevo la importancia de los armónicos de orden impar frente a los de orden par, hecho apreciable tanto en el OSA como en el ESA (a pesar de la ausencia del amplificador para éste último), dando lugar a la aparición una gran cantidad de modos perceptibles en potencia aparte de los principales. De nuevo, esto es causado por el proceso de saturación de la onda sinusoidal, en el que, debido a su parecido a una onda cuadrada, comienzan a aparecer nuevos armónicos en la señal.

4.2.3.3. Discusión y comparación

Al igual que hemos hecho para la modulación de fase, en la Tabla 4 tenemos un resumen de los resultados para la modulación de amplitud.




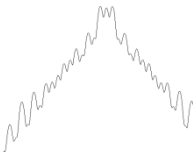
TIPO DE MODULACIÓN	<i>Span</i> (Ancho de banda equivalente)	Número de modos	Ancho de banda del OFCG
ONDA SINUSOIDAL $f = 3 \text{ GHz}$ $V_{\text{EFICAZ}} = 1,65 \text{ V}$ 	0,5 nm (62,5 GHz)	3	9 GHz
ONDA CUADRADA $f = 3 \text{ GHz},$ $V_{\text{EFICAZ}} = 1,65 \text{ V}$ $\text{DC} = 50\%$ 	0,5 nm (62,5 GHz)	11	33 GHz
ONDA PULSADA $f = 3 \text{ GHz},$ $V_{\text{EFICAZ}} = 1,65 \text{ V}$ $\text{DC} = 0,01\%$ 	0,5 nm (62,5 GHz)	15	45 GHz
ONDA SINUSOIDAL SATURADA $f = 3 \text{ GHz}$ $V_{\text{EFICAZ}} = 1,65 \text{ V}$ 	1 nm (125 GHz)	31	93 GHz

Tabla 4. Comparativa de resultados para modulación de amplitud

Las primeras conclusiones que se pueden extraer de la tabla anterior no difieren en gran medida de las obtenidas en la modulación de fase: a medida que empleamos señales con mayor número de armónicos, se obtienen mejoras en cuanto a número de

modos generados, y por consiguiente, en cuanto a ancho de banda del OFC. En la Figura 45 se aprecia esta comparativa más detalladamente.

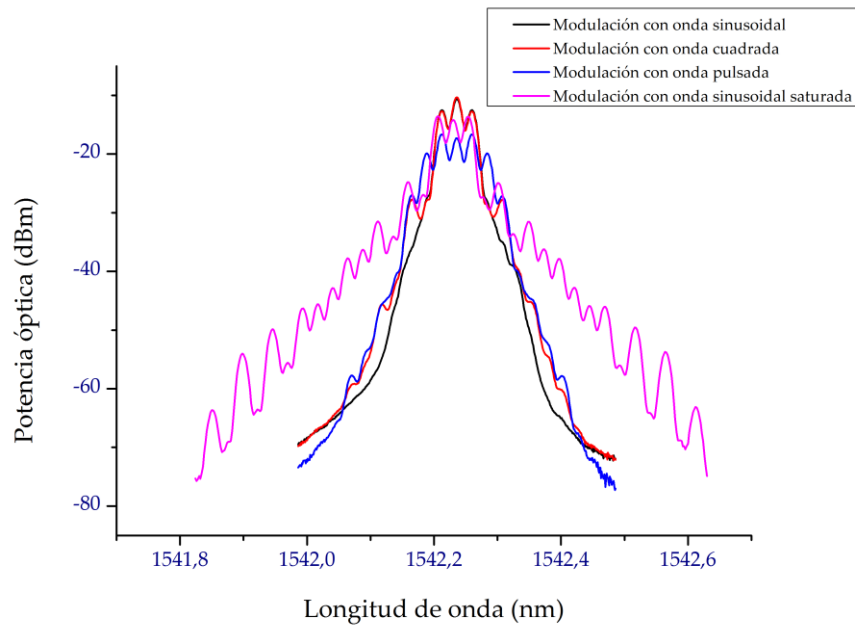


Figura 45. Comparativa de OFC's para modulación de amplitud

Así, al igual que en el caso anterior, el hecho de usar una onda cuadrada de modulación mejora los resultados de la onda sinusoidal en número de modos y en potencia en más de un 250% (3 frente a 11). No obstante, hay que tener en cuenta la existencia de modos que no se aprecian claramente debido a la resolución del OSA. El uso de una onda pulsada mantiene la tendencia de mejora, obteniéndose un OFC más plano si además se optimiza la tensión de polarización, como es el caso.

Finalmente, de nuevo se aprecia la significativa mejora al saturar la onda sinusoidal, con respecto a las otras señales moduladoras. Destaca el aumento en un 800% del número de modos respecto a la onda sinusoidal pura, así como el más que notable incremento de la potencia de los mismos, como se observa en la Figura 45.

4.2.4. Gain Switching

4.2.4.1. Montaje experimental

Para hacer operar al láser en régimen de *Gain Switching* no se necesita ningún tipo de modulador externo. El láser se modulará directamente con las propias señales de modulación, como se ha explicado anteriormente. En este caso, la intensidad de polarización del láser variará entre los 50 y 60 mA, observando los efectos de llevar a cambio esta modificación tanto en el OSA como en el ESA. Para *Gain Switching* no se llevarán a cabo simulaciones, ya que para ello habría que trabajar con las ecuaciones de tasa que se han explicado en apartados anteriores, y esto no entra dentro del alcance y objetivos de este TFG, con lo cual, nos limitaremos a implementar el montaje y analizar los resultados experimentales. En la Figura 46 se muestra un esquemático del sistema y en la Figura 47 la disposición del montaje real implementado.

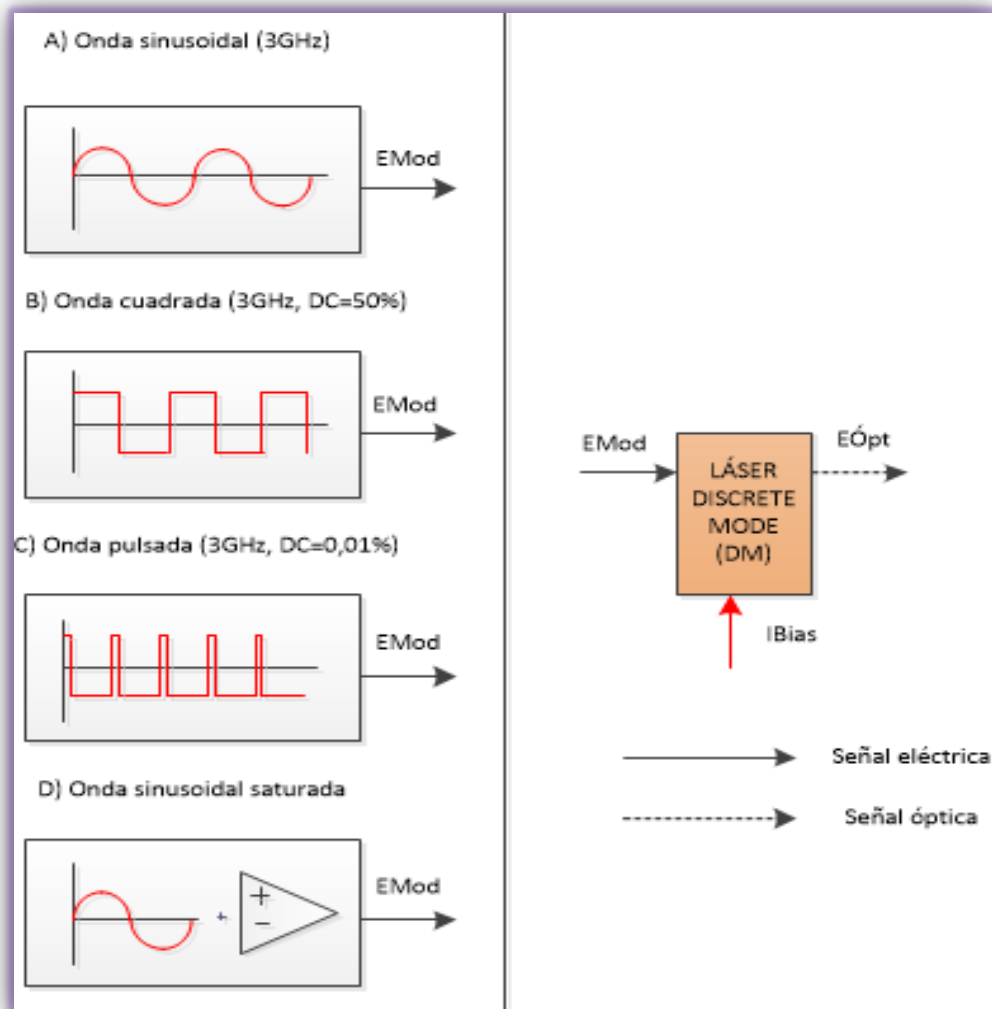


Figura 46. Esquemático del montaje experimental del láser operando en Gain Switching



Figura 47. Montaje implementado en el laboratorio para Gain Switching

4.2.4.2. Resultados experimentales y primeros análisis

A) Modulación con onda sinusoidal ($f = 3$ GHz, $V_{EFICAZ} = 1,65$ V)



Figura 48. Resultados experimentales de Gain Switching modulando el láser con onda sinusoidal y aplicando una intensidad de polarización de 60 mA. A la izquierda, visualización en el OSA con span de 1 nm; a la derecha, en el ESA

Los resultados experimentales de la Figura 48 muestran una de las características más típicas del *Gain Switching*: la asimetría. Este hecho, recurrente en la generación de pulsos ópticos, da lugar a OFC's no simétricos, como el que se puede ver en el OSA. Por su parte, en esta misma figura, se observa claramente en el ESA la frecuencia de repetición de los armónicos, que viene fijada por la propia frecuencia de la señal moduladora. Se aprecia también una mayor potencia debido a que en este caso, entre otras cosas, no entran en juego las pérdidas de inserción de los moduladores.

B) Modulación con onda cuadrada ($f = 3 \text{ GHz}$, $V_{\text{EFICAZ}} = 1,65 \text{ V}$, $\text{DC} = 50\%$)

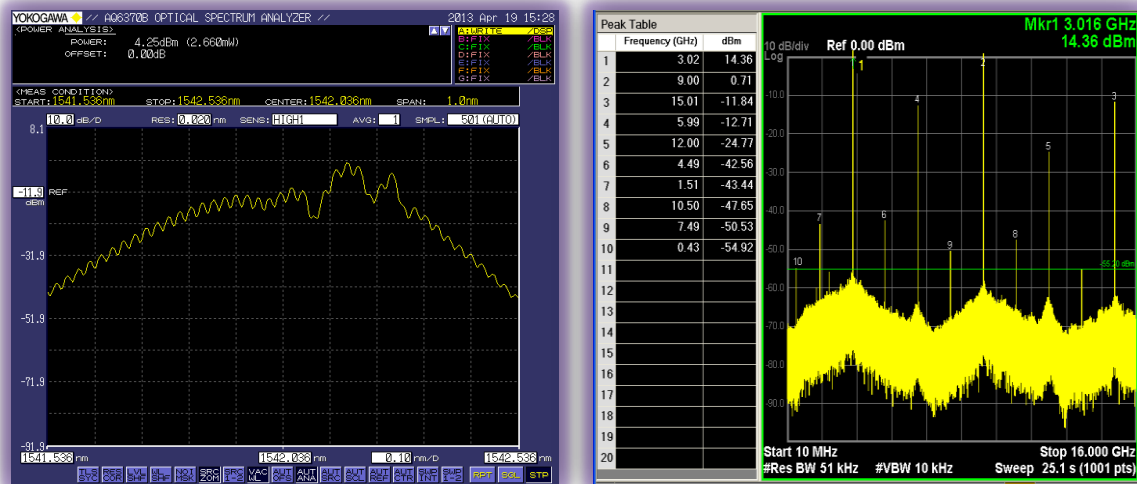


Figura 49. Resultados experimentales de Gain Switching modulando el láser con onda cuadrada ($\text{DC}=50\%$) y aplicando una intensidad de polarización de 50 mA. A la izquierda, visualización en el OSA con span de 1 nm; a la derecha, en el ESA

En la Figura 49 nuevamente se aprecia la asimetría y la frecuencia de repetición de los armónicos característica. *Gain Switching*, como se ha visto, es un régimen de operación del láser que genera armónicos. En este caso, al modular con una señal compuesta a su vez por una gran cantidad de armónicos, comienzan a aparecer los primeros subarmónicos, fenómeno que supone el primer paso del dispositivo hacia el régimen caótico. Por su parte, en el ESA se observa en forma de armónicos de mayor potencia la existencia de un gran número de modos de potencia elevada en el OSA que contribuyen al armónico principal.

C) Modulación con onda pulsada ($f = 3 \text{ GHz}$, $V_{\text{EFICAZ}} = 1,65 \text{ V}$, $\text{DC} = 0,01\%$)



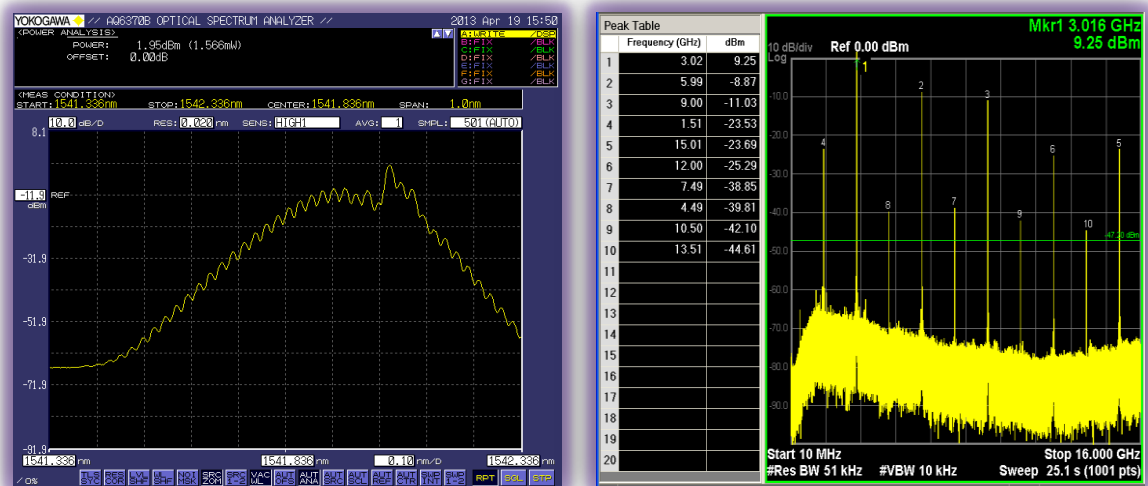


Figura 50. Resultados experimentales de Gain Switching modulando el láser con onda pulsada (DC=0,01%).
Arriba, aplicando una intensidad de polarización de 56 mA; abajo de 60 mA. A la izquierda, visualización en el
OSA con span de 1 nm; a la derecha, en el ESA

Los resultados observables en la Figura 50 muestran otra de las características típicas del *Gain Switching*: la dependencia de la corriente de polarización del láser (I_{BIAS}). En la parte de abajo se aprecia cómo al polarizar el láser a 60 mA la forma del peine y sus características (frecuencia de repetición, asimetría) no dista en exceso de los casos anteriores para otras señales moduladoras. No hay que olvidar el carácter real de la onda pulsada, más cerca de parecer una onda cuadrada que un pulso.

No obstante, al disminuir la I_{BIAS} , y en general, en corrientes cercanas al umbral, surge el fenómeno del *doble período*, que consiste en la aparición de subarmónicos a la mitad de la frecuencia de la señal (hay que decir que la propia naturaleza de los armónicos de la onda moduladora favorece este hecho). Este fenómeno dicta la ruta hacia el caos (se pasaría después a triple período, cuádruple, etc...)²⁷ hasta alcanzar el dispositivo el régimen caótico. El peine resulta prácticamente plano porque dichos armónicos tienen una frecuencia de repetición en este caso de 1,5 GHz, frecuencia inferior a la propia resolución del OSA, y es por esto por lo que aparece la forma de la envolvente. Además, se observa también la aparición de más ruido, especialmente a bajas frecuencias en el espectro eléctrico.

D) Modulación con onda sinusoidal ($f = 3\text{GHz}$) saturada con amplificador

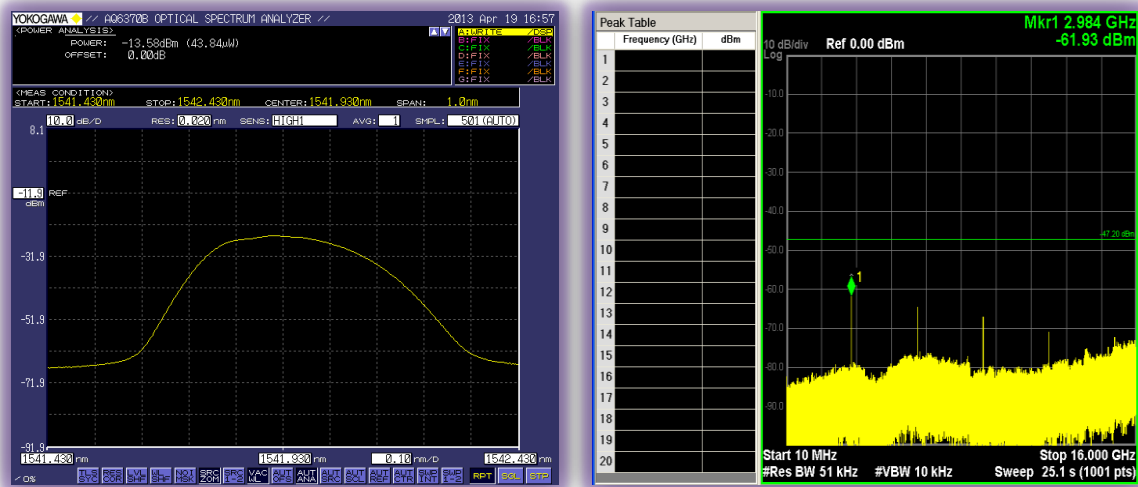


Figura 51. Resultados experimentales de Gain Switching modulando el láser con onda sinusoidal saturada con amplificador y aplicando una intensidad de polarización de 60 mA. A la izquierda, visualización en el OSA con span de 1 nm; a la derecha, en el ESA

En la Figura 51 se puede ver el efecto de poner al dispositivo en un régimen no lineal: El fenómeno del *doble período* (o incluso puede que *triple período*) es claro, no existiendo ni si quiera modos diferenciables, salvo la envolvente. El propio proceso de saturación de la señal sinusoidal moduladora para generar más armónicos favorece este hecho, donde, como se aprecia en el ESA, la potencia (que, como hemos dicho anteriormente, en este caso no está amplificadora) está bastante repartida.

4.2.4.3. Discusión y comparación

Los resultados más importantes en términos de número de modos y ancho de banda del OFCG para *Gain Switching* se presentan en la Tabla 5.

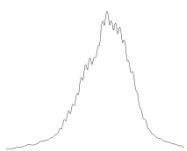
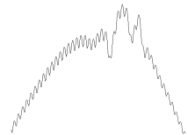
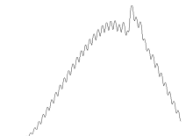

TIPO DE MODULACIÓN	<i>Span</i> (Ancho de banda equivalente)	Número de modos	Ancho de banda del OFCG
ONDA SINUSOIDAL $f = 3 \text{ GHz}$ $V_{\text{EFICAZ}} = 1,65 \text{ V}$ 	1 nm (125 GHz)	18	54 GHz
ONDA CUADRADA $f = 3 \text{ GHz},$ $V_{\text{EFICAZ}} = 1,65 \text{ V}$ $\text{DC} = 50\%$ 	1 nm (125 GHz)	40	120 GHz
ONDA PULSADA $f = 3 \text{ GHz},$ $V_{\text{EFICAZ}} = 1,65 \text{ V}$ $\text{DC} = 0,01\%$ 	1 nm (125 GHz)	36	108 GHz
ONDA SINUSOIDAL SATURADA $f = 3 \text{ GHz}$ $V_{\text{EFICAZ}} = 1,65 \text{ V}$ 	1 nm (125 GHz)	-	-

Tabla 5. Comparativa de resultados para Gain Switching

Una vez más, podemos observar la mejoría en cuanto a número de modos y ancho de banda cuando la señal de modulación incluye un mayor número de armónicos. Gráficamente, podemos observar este efecto en la Figura 52.

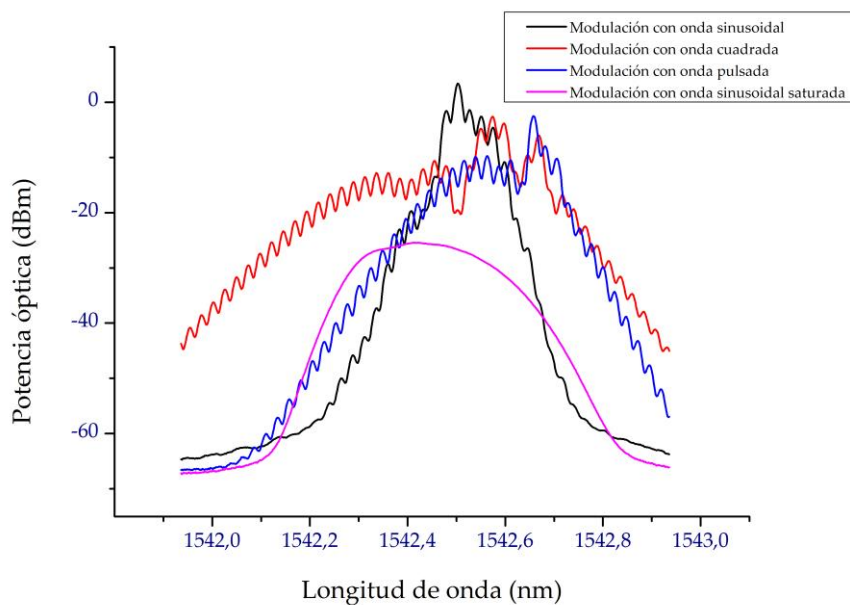


Figura 52. Comparativa de OFC's para Gain Switching

De este modo, haber hecho uso de una onda cuadrada como señal en lugar de la habitual onda sinusoidal para modular el láser en *Gain Switching* ha supuesto un incremento del 100% en el número de modos (40 frente a 18), siendo éstos de una potencia considerablemente mayor y más uniformemente repartida. Se observa cómo al ir progresivamente empleando señales moduladoras con más armónicos cada vez, aparece de forma recurrente el fenómeno del *doble período*, hecho que nos obliga a aumentar la corriente de polarización del láser si queremos evitarlo y disponer de modos visibles, puesto que la resolución del OSA es insuficiente. El ejemplo más claro se puede ver al usar una señal sinusoidal saturada, donde no disponemos de información sobre modos aunque se intuye la existencia de un OFC con una separación entre modos en frecuencia menor que la resolución del OSA.

4.3. Comparativa y discusión final

Para finalizar el estudio, en la Tabla 6 se recopila la información previamente obtenida con el fin de tener más clara la comparativa directa entre estos métodos.

TIPO DE MODULACIÓN		<i>Span</i> (Ancho de banda equivalente)	Número de modos	Ancho de banda del OFCG
ONDA SINUSOIDAL	Modulación de fase	0,5 nm (62,5 GHz)	7	21 GHz
	Modulación de amplitud	0,5 nm (62,5 GHz)	3	9 GHz
	Gain Switching	1 nm (125 GHz)	18	54 GHz
ONDA CUADRADA	Modulación de fase	0,5 nm (62,5 GHz)	17	51 GHz
	Modulación de amplitud	0,5 nm (62,5 GHz)	11	33 GHz
	Gain Switching	1 nm (125 GHz)	40	120 GHz
ONDA PULSADA	Modulación de fase	0,5 nm (62,5 GHz)	18	54 GHz
	Modulación de amplitud	0,5 nm (62,5 GHz)	15	45 GHz
	Gain Switching	1 nm (125 GHz)	36	108 GHz
ONDA SINUSOIDAL SATURADA	Modulación de fase	1 nm (125 GHz)	40	120 GHz
	Modulación de amplitud	1 nm (125 GHz)	31	93 GHz
	Gain Switching	1 nm (125 GHz)	-	-

Tabla 6. Comparativa de resultados finales para todos los tipos de modulaciones

En primer lugar, la conclusión más importante de este estudio es sin lugar a dudas cómo el empleo de una señal moduladora compuesta de gran cantidad de armónicos genera un mayor número de modos en el OFC, haciendo uso de la misma potencia y mediante una única etapa, sin necesidad de llevar a cabo montajes en cascada o en anillo. Una acción tan simple como saturar una onda sinusoidal con un amplificador ha supuesto un incremento del número de modos y del ancho de banda del OFCG de hasta un 800% en el caso de la modulación electroóptica.

Observando los distintos métodos de modulación, se observa cómo se produce un aumento progresivo del número de modos a medida que aplicamos señales con mayor cantidad de armónicos (desde una simple onda sinusoidal, pasando por una cuadrada, un pulso, hasta llegar finalmente a la saturación de la onda sinusoidal original). Además, se aprecia cómo estos modos no son inapreciables en frecuencia, sino que la potencia se reparte de manera más uniforme entre todos ellos, creándose así OFC útil para diversas aplicaciones. Es decir, empleado inteligentemente distintos formatos de modulación podemos obtener anchos de banda ópticos iguales o superiores a los que se consiguen al modular con una onda sinusoidal, pero con mucha menor potencia, o dicho de otra manera, usando la misma potencia, se obtienen anchos de banda que en caso de emplear modulación sinusoidal requerirían de varias etapas. Y no hay que olvidar que los moduladores electroópticos son elementos de alto coste e introducen pérdidas, y por consiguiente, suponen un mayor consumo energético.

Hay que tener en cuenta también, que la mejora en el coste y en la eficiencia energética no se produce únicamente por el hecho de optimizar un montaje para la creación de un OFCG: el propio uso de equipos de laboratorio es de vital importancia a la hora de tener en cuenta estos factores. No hay que olvidar la complejidad, carestía y limitaciones de los generadores de onda cuadrada: para crear un OFC consistente, es necesario hacer trabajar los generadores a frecuencias muy altas en las cuales tanto su rendimiento como la calidad de las señales generadas disminuye considerablemente. Hemos visto también la problemática con la generación de un pulso con un ciclo de trabajo muy pequeño, y su incapacidad para crearlo adecuadamente. Como se ha podido apreciar, una manera sencilla de generar señales con muchos armónicos y obtener los resultados deseados es utilizando un amplificador para saturar una onda sinusoidal.

Entrando un poco más en el detalle y comparación de las técnicas aplicadas, la modulación de fase parte con una gran ventaja: la facilidad para generar armónicos. Se ha demostrado cómo la cantidad de armónicos que dan lugar a los distintos modos del OFC viene dada por la amplitud de la modulación. Por su parte, la modulación en amplitud únicamente genera dos bandas laterales, que estarán más distantes en frecuencia del armónico fundamental, y que tendrán mayor o menor potencia. Es por esto por lo que a la hora de aplicar este tipo de modulación son más notables los

armónicos propios de las señales moduladoras que en la modulación de fase. Otro detalle más a tener en cuenta referido a la modulación de amplitud es que, como tendencia general, los OFC's implementados suelen ser más planos (hecho demostrable a través de la optimización del punto de cuadratura) que en el caso de la modulación de fase, lo cual es de suma importancia a la hora de emplear estos OFC's para determinadas aplicaciones, como por ejemplo, las telecomunicaciones.

Por su parte, por lo que respecta al *Gain Switching* como método estudiado para la implementación directa de OFCG's, se ha observado la importancia de polarizar al láser con la intensidad óptima. Este hecho, así como la idoneidad de la señal de modulación son de importancia capital a la hora de generar OFC's consistentes y útiles para el uso de diversas aplicaciones. Así, se ha visto cómo modular el láser con señales con gran cantidad de armónicos suele ser aconsejable siempre y cuando se pueda evitar el fenómeno del *doble período* y la aparición de una gran cantidad de subarmónicos (a frecuencias intermedias) que a la postre dan lugar a un OFCG's de baja utilidad, apareciendo en muchos casos modos difícilmente identificables y/o seleccionables (este último factor depende en gran medida del instrumental usado y de su resolución). No obstante, se ha demostrado cómo es posible evitar este fenómeno modificando la corriente de polarización del láser (Figura 50).

5. CONCLUSIONES. TRABAJO FUTURO

5.1. Conclusiones

La luz siempre ha sido fenómeno de estudio por muchos de los más grandes científicos y físicos a lo largo de la historia. Aún a día de hoy, quedan muchos misterios por resolver sobre su comportamiento, y es mayor la incertidumbre cuando hablamos de posibles aplicaciones, con lo cual es fácil pensar que el tratamiento de la luz tiene un enorme potencial futuro, aún por descubrir.

No ha pasado mucho tiempo desde que se pensó como imposible generar pulsos de luz ultrarrápidos. Y menos tiempo aún desde que se descubrió cómo hacer uso de ellos y el gran abanico de posibilidades que ello ofrecía. El generador de peines de frecuencias ópticas, u OFCG es uno de los ejemplos más importantes que se tienen de ello. La enorme variedad de aplicaciones a las que se puede destinar el OFCG así como las sustanciales mejoras que produce hacen que el trabajo en la optimización de los OFCG's sea una de las tareas a la que más esfuerzo se está dedicando en laboratorios y centros de investigación relacionados con la óptica hoy en día.

En este TFG se ha demostrado cómo es posible, a través de montajes sencillos y de baja potencia, mejorar el rendimiento y especificaciones de OFCG's implementados a partir de técnicas del estado del arte. Asimismo, se ha demostrado cómo no es necesaria la aportación de instrumental especial para la obtención de OFC's de gran utilidad: es suficiente con optimizar la técnica adecuada con los parámetros adecuados, y el ejemplo más claro que se ha visto a lo largo del TFG ha sido el uso de un simple amplificador para saturar una señal sinusoidal y obtener un rendimiento superior en torno al 800%.

Para llevar a cabo este trabajo en el laboratorio también es importante hacer un buen uso de los recursos y materiales. Durante este TFG se ha aprendido a manejar instrumental y dispositivos para entender el problema y avanzar en la dirección correcta hacia la solución: OSA, ESA, fuentes de tensión, fuentes de corriente... Además, también ha sido de gran importancia conocer cómo utilizar software como LabView, que ha permitido automatizar medidas y controlar equipos de manera más sencilla y rápida, Matlab para llevar a cabo simulaciones y Origin para el tratamiento de datos y su representación gráfica.

No obstante, no se ha hecho mucho hincapié en otras cualidades que a priori debería tener un OFC, como es por ejemplo lo plano que pueda ser, aunque hay que decir que siempre que se ha podido llegar a este punto de manera sencilla se ha conseguido (como es el caso de la modificación de la tensión de cuadratura en la modulación de amplitud).

No hay que obviar el hecho de que los requisitos de un OFCG varían de una aplicación a otra, por ejemplo, para aplicaciones relacionadas con las telecomunicaciones o donde entran en juego filtros ópticos, la generación de peines planos es de vital importancia. No obstante, otras aplicaciones, como la generación de teraherzios no fundamentan su importancia en este factor, sino en la posibilidad de elección de modos (entre todos los disponibles) a través de diversas técnicas (como por ejemplo *Optical Injection Locking*). Es sobre esta línea de aplicaciones sobre las que se centra este proyecto de optimización, con el fin de obtener mejoras en aspectos tales como el coste, tamaño o eficiencia energética.

Todos estos hechos llevan a la conclusión final de que es posible optimizar un OFCG en estos términos mencionados anteriormente a través de la modulación con señales compuestas de un gran número de armónicos en lugar de emplear señales puramente sinusoidales, que son las que se usan en la mayoría de los sistemas del estado del arte.

En resumen, todos los factores anteriores han creado el escenario idóneo para estudiar, analizar y experimentar de la manera más adecuada con el fin de obtener unos resultados satisfactorios, como ha sido en este caso. Estos resultados preliminares han sido enviados y admitidos en el congreso nacional del URSI (*International Union of Radio Science*) de 2013 y están siendo usados para la preparación de un *paper* para el JLT (*Journal of Lightwave Technology, IEEE/OSA*).

5.2. Trabajo futuro

Como es de imaginar, este trabajo de optimización no termina aquí. Hasta ahora hemos implementado montajes basados en una sola etapa, usando sólo un modulador a la vez, o haciendo operar al láser en *Gain Switching* para generar directamente un OFC, pero sin incluir ninguna etapa adicional de expansión.

El trabajo futuro que se propone en este TFG implica colocar en cascada varias etapas, (implementación directa + técnicas de expansión), por ejemplo, *Gain Switching* + Modulación de fase/amplitud. Para ello, en primer lugar aplicando únicamente ondas sinusoidales moduladoras, y después, haciendo uso de ondas moduladoras compuestas por gran cantidad de armónicos (cuadradas, sinusoidales saturadas...).

Una segunda posible implementación podría consistir en alinear un modulador de amplitud y uno de fase. Se ha comentado con anterioridad que uno de los efectos que pueden tener los moduladores de amplitud sobre un OFC es hacerlo más plano. Si acto seguido empleamos un modulador de fase, quizás se pueda implementar un OFCG

robusto en el que se combine la aparición de un gran número de modos con la cualidad de ser plano, pudiendo ampliar así el rango de aplicaciones para los cuales utilizarlo.

Sobre estas ideas mencionadas también podría ser de interés modificar la frecuencia de la señal de modulación. No hay que olvidar que la separación entre modos equiespaciados en el OFC depende de este factor, con lo que, siempre y cuando el instrumental lo permitiera, esto daría lugar a un mayor ancho de banda del OFC.

En la Figura 53 se puede observar algunos de los resultados preliminares obtenidos a la hora de, aplicando el primer enfoque, combinar modulación de fase (con onda sinusoidal) con *Gain Switching* a mayores frecuencias de modulación (10 GHz). Estos experimentos no han sido incluidos en este TFG dado que no se propuso ninguna técnica de optimización adicional para el montaje propuesto.



Figura 53. OFC implementado haciendo uso de Gain Switching + Modulación de fase en cascada. Para la modulación se empleó una onda sinusoidal de $f=10$ GHz

Aparte de experimentar con configuraciones y técnicas de expansión, otra idea sería aplicar esto sobre una fuente óptica distinta, es decir, otro láser. Existen distintos tipos, en concordancia con sus parámetros y especificaciones (ancho de banda, longitud de onda de emisión...), y los resultados finales pueden variar significativamente, y más a la hora de probar e implementar diversos métodos para generar un OFC.

En resumen, existe una gran variedad de posibles técnicas de mejora como trabajo futuro, pero lo ideal es buscar siempre el punto de optimización del sistema. No hay que olvidar que dispositivos tales como moduladores de fase y amplitud tienen un precio alto, por lo que a menudo utilizar varios de ellos eleva significativamente el coste total del sistema. Es por esto por lo que desarrollar un proceso de optimización para estos casos es un asunto de importancia capital y que no se debería dejar de lado.

ANEXO I

Publicaciones relacionadas

Electro-Optical square modulation format for efficient Optical Frequency Comb Generation

A. R. Criado⁽¹⁾, B. Jerez⁽¹⁾, E. Prior⁽¹⁾, C. de Dios⁽¹⁾, P. Acedo⁽¹⁾

acriado@ing.uc3m.es; 100275682@alumnos.uc3m.es; eprior@ing.uc3m.es; cdios@ing.uc3m.es; pas@ing.uc3m.es

⁽¹⁾ Electronics Technology Department, Universidad Carlos III de Madrid. Butarque, 15. 28911. Leganés, Madrid, SPAIN

Abstract- The influence of different modulation formats in Electro-Optic Modulators (EOMs) for Optical Frequency Comb Generation (OFCG) is analyzed. In this work, we demonstrate that the use of modulation formats different from the commonly used Continuous-Wave, such as a square modulation format, is translated to the optical spectra into a much wider comb bandwidth, thus a much more efficient generation. This enables the possibility of building OFCGs with enhanced compactness, cost, spectral efficiency and energy consumption for a wide range of applications.

I. INTRODUCTION

An Optical Frequency Comb Frequency Generator (OFCG) is a multimode optical source whose optical modes are evenly spaced by a certain frequency spacing (usually in the MHz-GHz range) and have a stable phase relationship between them [1], [2]. From 2005, when Hall and Hänsch were awarded with the Nobel Prize in Physics for the conception of the OFCG technology [3], the technology and applications of this kind of systems have witnessed a huge development, and they are state-of-the-art system blocks for metrology [1], [4], spectroscopy [5] or THz generation [6], among others.

The two existing techniques for building an OFCG are the use of a Continuous Wave laser in which nonlinear techniques are applied to generate additional optical lines [7]; and the use of an optical pulsed source, such as a mode-locking [8] or gain-switched [6] laser to directly generate an OFCG. Furthermore, in the latter case, the use of nonlinear techniques allows expanding the optical bandwidth (i.e. optical span) of the OFCG. It is worth saying that the most widely used nonlinear technique for both approaches is the use of Electro-Optical Modulators (EOM).

It must be noted that in order to provide with wider optical bandwidths, common OFCG systems include several EOMs in cascade configuration, and with high modulation power (around 30 dBm per EOM). This translates into higher modulation depths, thus higher OFCG optical bandwidths. Nevertheless, EOMs are expensive components that also have optical insertion losses in the order of 3-5 dB.

In this work, we investigate the optimization in the use of EOMs for efficient OFCG implementation. To accomplish this, we analyze the influence of the employed EOM modulation format, and we demonstrate that the use of

modulation formats different from the commonly used CW modulation, such as square wave, allows obtaining an OFCG with higher optical bandwidth at equivalent modulation power. This study allows for a more efficient use of EOMs, trying to extract the highest optical bandwidth from the OFCG generated with an EOM. This translates into a lower component count in the system, thus less cost and higher compactness. This technique can be straightforwardly applied to a wide variety of OFCGs in order to achieve enhanced cost, spectral and energy efficiency.

II. OPTICAL FREQUENCY COMB GENERATION BASED ON ELECTRO-OPTICAL MODULATORS

A. Principle of operation

An ideal OFCG is a train of pulses both in temporal and optical (i.e. frequency) domains. Nevertheless, an actual OFCG has a limited optical bandwidth. Fig. 1a shows how the Fourier Transform of an individual temporal pulse of the OFCG determines the envelope of the optical bandwidth. Thus, the whole OFCG has a typical spectral shape as shown in Fig. 1b. Wider optical bandwidths, what it is equivalent to narrower temporal pulses, are desired for an OFCG.

As previously said, there are two main techniques to build an OFCG. The first one (Fig. 2a) is based on using a single-mode laser as optical seed, and then generate new frequencies spaced by the repetition frequency of the OFCG [7]. As new frequencies have to appear, nonlinear techniques are needed. These nonlinear techniques are divided in two main groups: those associated to second order susceptibility and those related to third order susceptibility [9]. In the first group, we found the use of EOMs, associated to Pockels effect, while in the latter we highlight highly nonlinear optical fibers, which are mainly related to Four-Wave Mixing (FWM) and Self Phase Modulation (SPM) effects [10].

The second approach to implement an OFCG is the direct generation (Fig. 2b), which is attained with a pulsed optical source. Among the techniques to induce pulsed operation in an optical source, we can highlight Gain Switching (GS) [6] and, specially, Mode-Locking [8]. In order to widen the optical bandwidth, the abovementioned nonlinear techniques described in Fig. 2a can be applied.

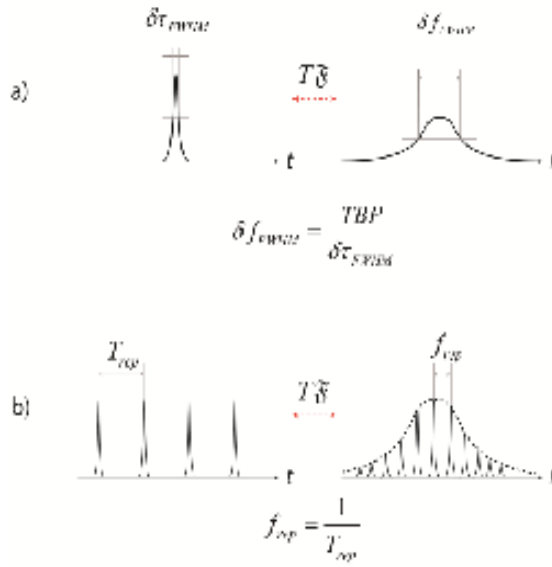


Fig. 1. OFCG principle of operation: a) individual temporal pulse and frequency spectrum; b) OFCG temporal and frequency domains and relationship between temporal and frequency widths

The most widely spread technique for OFCG generation is the use of a single-mode laser and EOMs. When additional optical bandwidth is needed, highly nonlinear fibers are commonly employed. Nevertheless, nonlinear fibers require high optical input powers (above 500 mW-1W) and present more instabilities than EOMs, which are able to offer very stable operation with very high phase correlation between the generated optical modes. Moreover, EOMs-based OFCG present much better flatness [11].

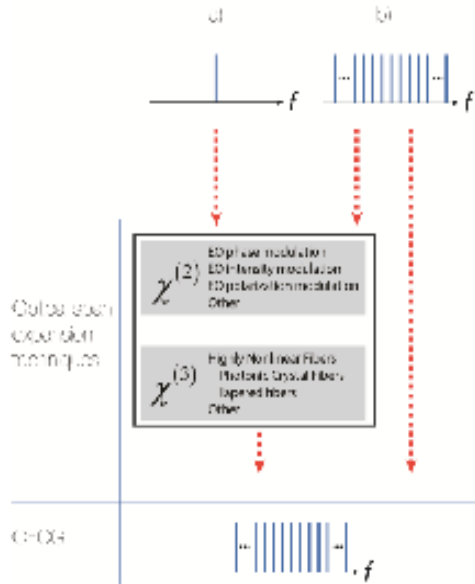


Fig. 2. OFCG implementation techniques: a) CW laser + optical span expansion nonlinear technique; b) optical pulsed source (+optical span expansion nonlinear techniques)

This work is focused on the study of modulation techniques devoted to provide more efficient OFCG implementation using EOMs, specifically the use of a Square Wave (SW) modulation instead of a Continuous Wave (CW), which is the one used in almost all OFCG systems. These two modulation formats are analyzed and evaluated for the two main EOMs employed, intensity and phase EOMs.

A. Intensity and Phase Electro-Optical Modulation

The equation describing the output optical field from an Intensity and Phase EOM are shown in (1) and (2), respectively:

$$E_{opt_EOM}(t) = (1 + E_{mod}(t)) \cdot E_{opt}(t) \quad (1)$$

$$E_{opt_EOM}(t) = E_{opt}(t) e^{jE_{mod}(t)} \quad (2)$$

where $E_{opt}(t)$ is the optical input field to the EOM, $E_{mod}(t)$ the electrical modulation signal applied to the EOM, and $E_{opt_EOM}(t)$ the output optical field from the EOM.

As we are considering a single mode laser as optical seed, $E_{opt}(t)$ can be approximated by a CW signal according to (3).

$$E_{opt}(t) = E_0 e^{j(2\pi f_0 t + \phi_0)} \quad (3)$$

Being E_0 the amplitude of the optical field, f_0 the frequency of the optical signal and ϕ_0 the phase of the field.

For the modulation signal, we consider both traditionally used CW signals and a SW signals, defined by (4) and (5), respectively. The SW is expressed here as its Fourier expansion.

$$E_{mod}(t) = E_{mod} e^{j(2\pi f_{mod} t + \phi_{mod})} \quad (4)$$

$$E_{mod}(t) = E_{mod} \frac{4}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin(2\pi(2k-1)f_{mod}t)}{(2k-1)} = E_{mod} \frac{4}{\pi} \left(\sin(2\pi f_{mod}t) + \frac{1}{3} \sin(3 \cdot 2\pi f_{mod}t) + \frac{1}{5} \sin(5 \cdot 2\pi f_{mod}t) + \dots \right) \quad (5)$$

Where E_{mod} is the amplitude of the modulation field, f_{mod} the frequency of the modulation signal and ϕ_{mod} the phase of the field.

As can be seen from (5), additional terms at multiple values of the frequency spacing of the OFCG (i.e. f_{mod}) are present when using a SW signal.

II. EXPERIMENTAL RESULTS

The experimental setup (Fig. 3) encompasses a single mode laser (Discrete Mode, DM) connected to the EOM under study (i.e. Intensity or Phase). A CW RF synthesizer and a SW signal generator are used to provide the modulation input to the EOM. The output of the EOM is measured in an Optical Spectrum Analyzer (OSA) with an optical resolution of around 3 GHz. It is important to note that the modulation frequency to be used during the work is also 3 GHz, so the optical modes are not going to be clearly resolved by the instrumentation.

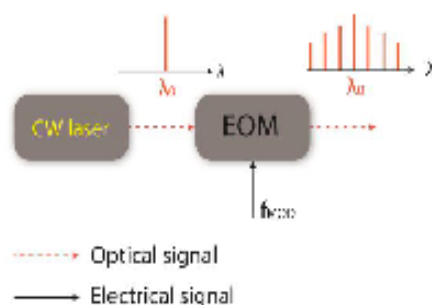


Fig. 1. Experimental setup. CW laser: Continuous Wave laser (single mode); EOM: Electro-Optical Modulator (Phase or Intensity EOM); f_m : modulation signal

The DM laser is biased at 60 mA and is temperature controlled to emit at a central wavelength of 1542 nm with an output optical power of approximately -5 dBm (see grey trace on Fig. 6 and 7). The Intensity EOM has a 3-dB modulation bandwidth of 20 GHz, while the Phase EOM has 10 GHz 3-dB bandwidth. The CW and SW signals have a frequency of 3 GHz and an output power of 17.4 dBm. The electrical spectra of these modulation signals employed are shown in Fig. 4. It can be seen that the SW generator do not provide a pure SW signal, as harmonics at even multiple and even sub-harmonics at 1.5 GHz also appear (modulation frequency 3 GHz).

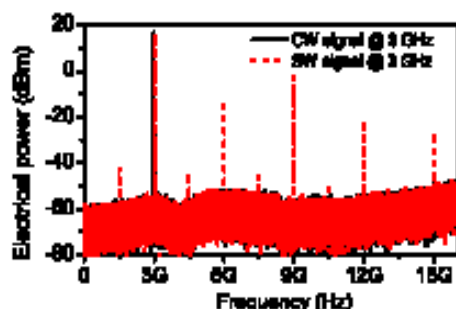


Fig. 2. Modulation signals to compare. CW signal at 3 GHz (black solid trace); square signal at 3 GHz (red dashed trace)

The optical spectra of a simple OFCG implemented with an Intensity EOM are shown in Fig. 5. In this figure, the spectra of the laser without modulation, and with both CW and SW modulation are shown (black and red traces respectively). The bias of the Intensity EOM is optimized for maximum flatness, as can be seen from the three main modes in the center of Fig. 5.

In the case of the SW modulation, as several harmonics are within the bandwidth of the EOM, the optical spectra of the OFCG has higher optical bandwidth. It includes the power of all the frequency components that are evenly spaced by the OFCG repetition frequency. Furthermore, as these frequency components are generated from the same RF source, the phase correlation between the optical lines is very high.

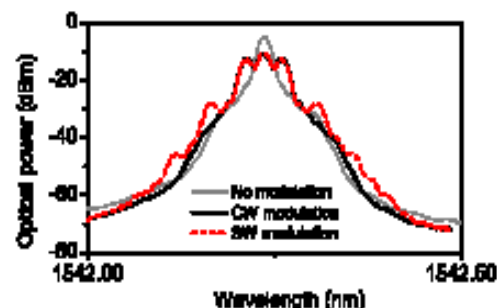


Fig. 3. OFCG implemented with Intensity EOM (setup in Fig. 3). CW laser with no modulation (grey solid trace); Continuous Wave (CW) signal (black solid trace); Square Wave (SW) signal (red dashed trace). Due to the resolution of the Optical Spectrum Analyzer (3 GHz), the optical modes are not properly resolved (see text).

Thus, it is clearly demonstrated how the use of SW generates much more optical lines, up to 4 more at each side of the optical carrier (only one at each side with CW modulation), what translate into an improvement over CW modulation of 200%. In this sense, the optical lines corresponding to even harmonics (SW signal) are almost not identified in the spectrum as the associated RF power is much smaller (see Fig. 4) and are in the measurement limit of the OSA in terms of resolution.

In the case of using a phase EOM, the result is also evident as can be seen in Fig. 6. The CW modulation is able to generate around 7 optical lines, while the SW modulation generates 17 optical lines. This improvement is higher than 140% over the use of CW signals. The bandwidth of the resulting signal is substantially higher for the SW modulation. A mentioned before, the resolution limit of the OSA is in the order of the modulation frequency. Then, as we already observed in the previous result, the optical lines of the spectra are not well differentiated peaks.

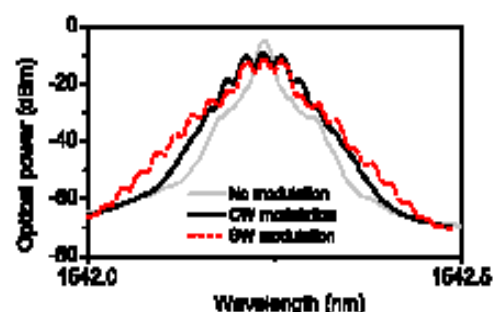


Fig. 4. OFCG implemented with Phase EOM (setup in Fig. 3). CW laser with no modulation (grey solid trace); Continuous Wave (CW) signal (black solid trace); Square Wave (SW) signal (red dashed trace). Due to the resolution of the Optical Spectrum Analyzer (3 GHz), the optical modes are not properly resolved (see text)

I. CONCLUSIONS

We have studied the influence of the modulation format of Electro Optical Modulators (EOMs) in Optical Frequency Comb Generators (OFCG) implementation. We demonstrate that the use of a Square Wave (SW) permits the generation of a wider frequency comb using the same amount of root mean square modulation (RMS) power as the one considered when continuous wave (CW) modulation is applied. This is clear

when an external Intensity EOM is employed. Results show an increase of up to 200% in the optical comb width. This effect is also evident when the modulation is accomplished with a Phase EOM; and an increase in the OFCG width of 140% is reported. It is worth saying that an RMS modulation power 200 times higher can be applied to the EOMs; hence, a significant increase in the number of modes generated is to be expected. This improvement will also be more evident using a SW modulation.

The use of EOMs is the most widely implemented technique to generate OFCG and the use of a SW modulation not only offers a wider optical comb but also helps obtaining a more compact, cost efficient and enhanced energy consumption technique.

REFERENCES

- [1] T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, "Optical frequency metrology," *Nature*, vol. 416, no. 6877, p. 233, Mar. 2002.
- [2] H. Schnatz and L. W. Hollberg, "Optical frequency combs: From frequency metrology to optical phase control," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, no. 4, pp. 1041–1058, Jul. 2003.
- [3] R. J. Glauber, J. L. Hall, and T. W. Hänsch, "The Nobel Prize in Physics 2005," 2005. [Online]. Available: http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2005/. [Accessed: 12-Feb-2012].
- [4] C. Leo, S. T. Chu, B. E. Little, J. Bland-Hawthorn, and S. Leon-Saval, "Portable frequency combs for optical frequency metrology," *Optics Express*, vol. 20, no. 15, p. 16671, Jul. 2012.
- [5] M. J. Thorpe, D. Balslev-Clausen, M. S. Kirchner, and J. Ye, "Cavity-enhanced optical frequency comb spectroscopy: application to human breath analysis," *Optics Express*, vol. 16, no. 4, p. 2387, Feb. 2008.
- [6] A. R. Criado, C. de Dios, G. H. Döhler, S. Preu, S. Malzer, S. Benirschmidt, H. Lu, A. C. Gossard, and P. Acedo, "Ultra narrow linewidth CW sub-THz generation using GS based OFCG and n-i-pn-i-p superlattice photomixers," *Electronics Letters*, vol. 48, no. 22, pp. 1425–1426, 2012.
- [7] R. Wu, V. Torres-Company, D. E. Leaird, and A. M. Weiner, "Supercontinuum-based 10-GHz flat-topped optical frequency comb generation," *Optics Express*, vol. 21, no. 5, p. 6045, Mar. 2013.
- [8] A. R. Criado, C. de Dios, P. Acedo, G. Carpiñero, and K. Yvind, "Comparison of Monolithic Optical Frequency Comb Generators based on Passively Mode-Locked Lasers for Continuous Wave mm-Wave and sub-THz generation," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, no. 19, pp. 3133–3141, Jan. 2012.
- [9] F. Träger, *Springer Handbook of Lasers and Optics*. Springer, 2012, p. 1694.
- [10] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2012, p. 648.
- [11] R. Wu, V. R. Supradeepa, C. M. Long, D. E. Leaird, and A. M. Weiner, "Generation of very flat optical frequency combs from continuous-wave lasers using cascaded intensity and phase modulators driven by tailored radio frequency waveforms," *Optics Letters*, vol. 35, no. 19, pp. 3234–3236, Sep. 2010.

ANEXO II

Planificación y presupuesto del proyecto

ANEXO II – Planificación y presupuesto del proyecto

Este Trabajo Fin de Grado se ha realizado desde Enero hasta Junio de 2013. De manera general, se han seguido las siguientes etapas a lo largo del mismo:

1. Estudio del estado del arte
2. Enfoque teórico. Simulaciones
3. Enfoque práctico. Implementación experimental
4. Resultados. Análisis y conclusiones

La lista de tareas, así como su comienzo, duración y final queda desgranada en la Tabla 7, que acto seguido da lugar al Diagrama de Gantt representado en la Figura 54.

Tarea	Fecha de inicio	Duración (días)	Fecha de finalización
Introducción de conceptos básicos y principios teóricos	28/01/2013	15	12/02/2013
Estudio teórico de las técnicas de implementación de OFCG's	13/02/2013	20	05/03/2013
Programación de simulaciones (Matlab)	06/03/2013	15	21/03/2013
Aprendizaje de manejo de componentes y software relacionado (LabView)	22/03/2013	30	21/04/2013
Implementación de los montajes propuestos	22/04/2013	15	07/05/2013
Análisis y comparativa de resultados	08/05/2013	15	23/05/2013

Tabla 7. Planificación por tareas del Trabajo Fin de Grado

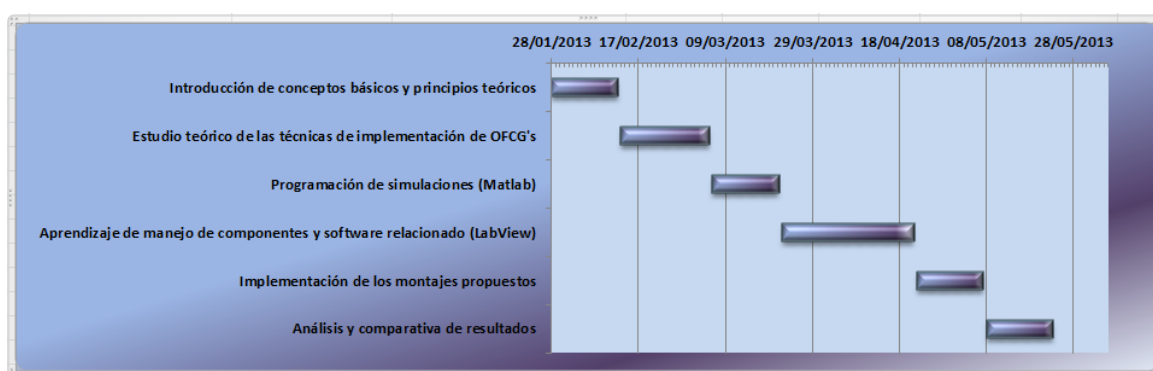


Figura 54. Diagrama de Gantt del Trabajo Fin de Grado

Por último, el coste total de este TFG asciende a 10.544€, como se detalla en el presupuesto que se muestra en la siguiente página.



UNIVERSIDAD CARLOS III DE MADRID
Escuela Politécnica Superior

PRESUPUESTO DE PROYECTO

1.- Autor:

Borja Jerez González

2.- Departamento:

Tecnología Electrónica

3.- Descripción del Proyecto:

- Título ESTUDIO DE TÉCNICAS DE MODULACIÓN PARA IMPLEMENTACIÓN EFICIENTE DE OFCG's
- Duración (meses) 5
Tasa de costes indirectos: 10%

4.- Presupuesto total del Proyecto (valores en Euros):

10.544 Euros

5.- Desglose presupuestario (costes directos)

PERSONAL

Apellidos y nombre	N.I.F. (no rellenar - solo a título informativo)	Categoría	Dedicación (hombres mes) ^{a)}	Coste hombre mes	Coste (Euro)
Criado Serrano, Ángel Rubén		Development Supervisor	0,31	4.289,54	1.329,76
Jerez González, Borja		Ingeniero	2,3	2.694,39	6.197,10
					0,00
					0,00
Hombres mes			2,61	Total	7.526,85

^{a)} 1 Hombre mes = 131,25 horas. Máximo anual de dedicación de 12 hombres mes (1575 horas)
Máximo anual para PDI de la Universidad Carlos III de Madrid de 8,8 hombres mes (1.155 horas)

EQUIPOS

Descripción	Coste (Euro)	% Uso dedicado proyecto	Dedicación (meses)	Periodo de depreciación	Coste imputable ^{d)}
Ordenador de desarrollo	1.000,00	100	5,0	60	83,33
OSA Yokogawa	35.000,00	70	2,0	60	816,67
ESA Agilent Tech.	35.000,00	50	1,0	60	291,67
Fuente de corriente Thorlabs	3.500,00	70	2,0	60	81,67
Fuente de tensión Agilent Tech.	2.000,00	20	0,5	60	3,33
Láser Discrete Mode Eblana	2.500,00	70	2,0	60	58,33
Generador de SW Hewlett-Packard	40.000,00	50	1,0	60	333,33
Generador de CW Hewlett-Packard	40.000,00	50	1,0	60	333,33
Modulador de fase Thorlabs	2.000,00	20	0,5	60	3,33
Modulador de amplitud Thorlabs	2.000,00	20	0,5	60	3,33
				Total	2.008,33

^{d)} Fórmula de cálculo de la Amortización:

$$\frac{A}{B} \times C \times D$$

A = nº de meses desde la fecha de facturación en que el equipo es utilizado
B = periodo de depreciación (60 meses)
C = coste del equipo (sin IVA)
D = % del uso que se dedica al proyecto (habitualmente 100%)

OTROS COSTES DIRECTOS DEL PROYECTO^{e)}

Descripción	Empresa	Costes imputable
Fungible (componentes)	Farnell	50,00
Total		50,00

^{e)} Este capítulo de gastos incluye todos los gastos no contemplados en los conceptos anteriores, por ejemplo: fungible, viajes y dietas, otros,...

6.- Resumen de costes

Presupuesto Costes Totales	Presupuesto Costes Totales
Personal	7.527
Amortización	2.008
Costes de funcionamiento	50
Costes Indirectos	959
Total	10.544

ANEXO III

Funciones de Bessel de orden entero

ANEXO III – Funciones de Bessel de orden entero

Una de las características más importantes acerca de la modulación de fase que se ha demostrado es que una mayor amplitud de la señal moduladora supone la aparición de nuevas bandas de frecuencia en el espectro de la señal modulada final. En el desarrollo matemático de este tipo de modulación se concluyó que la expresión final venía determinada por una función de Bessel de primera clase. La propia naturaleza de esta función es la que hace que este fenómeno sea posible. Para entender este proceso, vamos a comenzar partiendo de la expresión final de la que estamos hablando:

$$E_{OUT,PM}(t) = E_0 \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} i^n J_n(\beta) e^{i2\pi(f_c + nf_M)t}$$

Donde, como se aprecia, J_n es la suma de funciones de Bessel de primera clase de orden n y argumento β . De la expresión anterior se ve cómo, en teoría, la señal modulada contiene un número infinito de bandas laterales de amplitud $E_0 J_n(\beta)$, separadas de la frecuencia central $n2\pi f_M$, de modo que para evaluar la amplitud de una banda lateral determinada, es necesario conocer el valor de la función de Bessel correspondiente. En la Tabla 8 se dan los valores de las funciones de Bessel de orden 0 a 11 para valores del argumento β de 0 a 8 y en la Figura 55 se muestra la gráfica de las funciones de Bessel de orden 0 a 8, que corresponden con las amplitudes de la portadora y las primeras ocho bandas laterales, respectivamente, para distintos índices de modulación.

β	Orden											
	J_0	J_1	J_2	J_3	J_4	J_5	J_6	J_7	J_8	J_9	J_{10}	J_{11}
0,0	1,00	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
0,25	0,98	0,12	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
0,5	0,94	0,24	0,03	-	-	-	-	-	-	-	-	-
1,0	0,77	0,44	0,11	0,02	-	-	-	-	-	-	-	-
1,5	0,51	0,56	0,23	0,06	0,01	-	-	-	-	-	-	-
2,0	0,22	0,58	0,35	0,13	0,03	-	-	-	-	-	-	-
2,5	0,05	0,50	0,45	0,22	0,07	0,02	-	-	-	-	-	-
3,0	0,26	0,34	0,49	0,31	0,13	0,04	0,01	-	-	-	-	-
4,0	0,40	0,07	0,36	0,43	0,28	0,13	0,05	0,02	-	-	-	-
5,0	0,18	0,33	0,05	0,36	0,39	0,26	0,13	0,05	0,02	-	-	-
6,0	0,15	0,28	0,24	0,11	0,36	0,36	0,25	0,13	0,06	0,02	-	-
7,0	0,30	0,00	0,30	0,17	0,16	0,35	0,34	0,23	0,13	0,06	0,02	-
8,0	0,17	0,23	0,11	0,29	0,10	0,19	0,34	0,32	0,22	0,13	0,06	0,03

Tabla 8. Funciones de Bessel de primera clase y orden 0 a 11

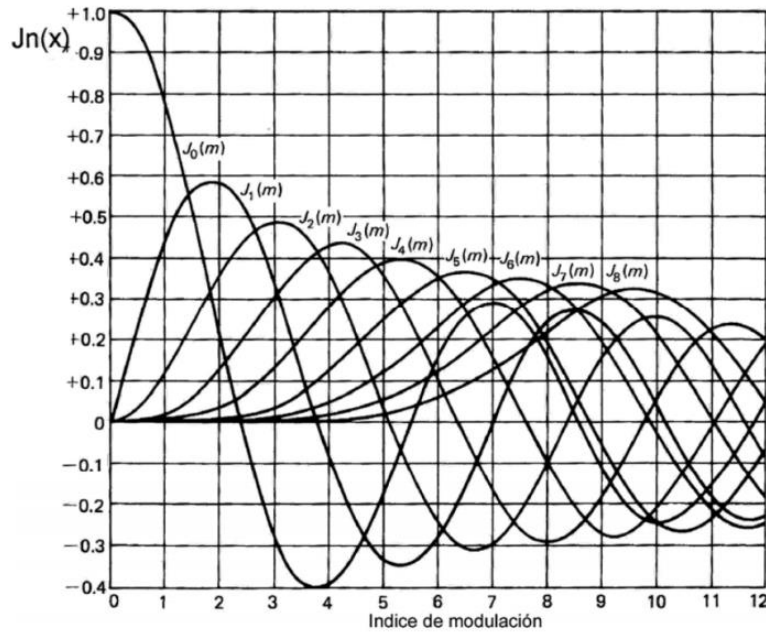


Figura 55. Representación gráfica de la amplitud de la portadora y de las primeras ocho bandas laterales (funciones de Bessel de orden 0 a 8) en función del índice de modulación β

Por lo tanto, de la tabla y gráfica anterior se pueden concluir los siguientes puntos:

- ✓ Los coeficientes $J_n(\beta)$ decrecen al aumentar el índice de modulación y toman valores positivos y negativos. La forma de decrecimiento no es simple. Cada coeficiente representa la amplitud de un par de bandas laterales particulares. Debido al decrecimiento de los coeficientes, la amplitud de las bandas laterales es menor para índices de modulación altos.
- ✓ Las bandas laterales separadas la misma distancia de la frecuencia central tienen amplitudes iguales. El espectro es simétrico alrededor de la frecuencia central.
- ✓ Los valores negativos de los coeficientes significan que, para ese par de bandas particulares, hay un cambio de fase de 180° .
- ✓ Observando los valores de la Tabla 8 se ve que, según aumenta el índice de modulación, también aumenta el coeficiente particular ($n > 0$). Gráficamente esto se entiende fácilmente al ver cómo para valores mayores del índice de modulación, existen más curvas (correspondientes a los coeficientes $J_n(\beta)$) con valores no nulos.
- ✓ De este modo, para la modulación de fase, aumentar el índice de modulación supone incrementar el número de bandas laterales, y por lo tanto, ampliar el ancho de banda del OFC en cuestión.

REFERENCIAS

-
- 1 Colaboradores de Wikipedia, *Luz* (Online). Wikipedia, la enciclopedia libre. Último acceso: 02/05/2013.
Disponible en: <http://es.wikipedia.org/wiki/Luz>
 - 2 UIGA, E. (1995) Optoelectronics. *Chapter 1 – Radiometry and Photometry* (pp. 1-5). Prentice Hall.
 - 3 AstroMía. *Einstein, la relatividad y la naturaleza de la luz* (Online). Último acceso: 06/06/2013.
Disponible en: <http://www.astromia.com/biografias/einstein.htm>
 - 4 Colaboradores de Wikipedia, *Frequenzkamm* (Online). Wikipedia, der freien Enzyklopädie. Último acceso: 23/03/2013.
Disponible en: <http://de.wikipedia.org/wiki/Frequenzkamm>
 - 5 The Royal Swedish Academy of Sciences (2005). *The Nobel Prize in Physics 2005 – Supplementary Information to Press Release* (Online). Último acceso: 22/03/2013.
Disponible en: http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2005/press.html.
 - 6 Optics.org. *LIDAR system achieves pinpoint precision* (Online). Último acceso: 25/03/2013
Disponible en: <http://optics.org/article/39631>
 - 7 Max-Planck-Institute für Quantenoptik. *Frequency combs to measure Cosmic Velocities* (Online). Último acceso: 25/03/2013
Disponible en: <http://www.mpg.de/~haensch/comb/index.html>
 - 8 RDi Press. (2011). *Uno de los relojes más precisos del mundo de frecuencia atómica, puesto en marcha en Cracovia* (Online). Último acceso: 25/03/2013.
Disponible en: <http://www.rdipress.com/18/02/2011/uno-de-los-relojes-mas-precisos-del-mundo-de-frecuencia-atmica-puesto-en-marcha-en-cracovia/>
 - 9 WILKEN, T et al. (2012). *A spectrograph for exoplanet observations calibrated at the centimeter-per-second level*. Nature, 7400 (485), pp. 611-614.
 - 10 GAGLIARDI, G. (2012). *Dielectric Optical Resonators for Mechanical and Chemical Sensing using Frequency Combs*. En Applied Industrial Optics: Spectroscopy, Imaging and Metrology, 24-28 Junio 2012, Monterrey, California.
 - 11 National Institute of Standards and Technology. *“Frequency Comb” Spectroscopy proves to be powerful chemical analysis tool* (Online). Último acceso: 25/03/2013.
Disponible en: http://www.nist.gov/public_affairs/releases/frequency_comb.cfm
 - 12 CRIADO, Á.R. (2013). Tesis Doctoral. New Photonic Architectures and Devices for generation and detection of Sub-THz and THz waves. *Chapter 1.1 - Some Background: The THz Gap*.
 - 13 Colaboradores de Wikipedia, *Longitudinal Mode* (Online). Wikipedia, the free encyclopedia. Último acceso: 04/04/2013.
Disponible en: http://en.wikipedia.org/wiki/Longitudinal_mode
 - 14 UIGA, E. (1995). Optoelectronics. *Chapter 4 – Lasers* (pp. 152-158). Prentice Hall.

15 YE, J y CUNIFF S.T. (2004). *Femtosecond Optical Frequency Comb: Principle, Operation and Applications*. Springer.

16 Clark-MXR, Inc. *Time Bandwidth Product* (Online). Último acceso: 04/04/2013.
Disponible en: <http://www.cmxr.com/Education/TBproduct.html>

17 VASIL'EV, P. (1995). *Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and applications*. Artech House.

18 PASCHOTTA, R, *Mode Locking* (Online). Encyclopedia of Lasers and Technology. Último acceso: 05/04/2013.
Disponible en: http://www.rp-photonics.com/mode_locking.html

19 CRIADO, Á.R. (2013). Tesis Doctoral. New Photonic Architectures and Devices for generation and detection of Sub-THz and THz waves. *Chapter 2.4.1.2 - OFCG Direct Generation Techniques*.

20 SALEH, B.E.A y TEICH, M.C. (1991). Fundamental of Photonics. *Chapter 19 - Nonlinear Optics* (p. 738). Wiley InterScience.

21 DE DIOS, C. (2010). Tesis Doctoral. Generación de Pulsos Cortos mediante Diodos Láser Gain Switching. Estudio de técnicas de compresión experimental basadas en lazos ópticos no lineales NOLM". *Capítulo 3.3 - Compresores de lazo óptico no lineal*.

22 CRIADO, Á.R. (2013). Tesis Doctoral. New Photonic Architectures and Devices for generation and detection of Sub-THz and THz waves. *Chapter 2.4.1.3 - Optical Span Expansion Techniques*.

23 PASCHOTTA, R, *Electro-Optic Modulators* (Online). Encyclopedia of Lasers and Technology. Último acceso: 09/06/2013.
Disponible en: http://www.rp-photonics.com/electro_optic_modulators.html

24 ABRAMOWITZ, M. y STEGUN I.A. (1972). Handbook of Mathematical Functions. *Chapter 9 - Bessel Functions of Integer Order* (pp. 358-360). National Bureau of Standards Applied Mathematics Series.

25 VASIL'EV, P. (1995). Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and applications. *Chapter 3 - Gain and Q-Switching in Diode Lasers* (pp. 53-62). Artech House.

26 LIU, H.F et al. (1989). Gain-Switched Picosecond Pulse (<10ps) Generation from 1,3 μm InGaAsP Laser Diodes. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 25 (pp. 1417-1425).

27 GREENE, C. y CHIANG C. *Period Doubling Route to Chaos*. Davidson College. Davidson, North Carolina.